

Nederlandse organisatie
voor toegepast
natuurwetenschappelijk
onderzoek



Fysisch en Elektronisch
Laboratorium TNO



902780

AD-A227 928

FILE COPY

TDCK RAPPORTENCENTRALE
Frederikkazerne, Geb. 140
van den Burchlaan 31
Telefoon: 070-3166394/6395
Telefax : (31) 070-3166202
Postbus 90701
2509 LS Den Haag

TDCK

DTIC
ELECTE
OCT 31 1990
S E D
Co

DISTRIBUTION STATEMENT A

Approved for public release;
Distribution Unlimited

90 30 25 0-28



TNO-rapport

Postbus 96864
2509 JG 's-Gravenhage
Oude Waalsdorperweg 63
's-Gravenhage
Telefax 070 - 328 09 61
Telefoon 070 - 326 42 21

rapport no.
FEL-90-B098

exemplaar no.

9

titel

Opwekking van hoogvermogen 1.54 μ m
straling m.b.v. gestimuleerde Raman
verstrooiing in methaan

902700

Niets uit deze uitgave mag worden
vermenigvuldigd en of openbaar gemaakt
door middel van druk, fotokopie, microfilm
of op welke andere wijze dan ook, zonder
voorafgaande toestemming van TNO.
Het ter inzage geven van het TNO-rapport
aan direct belanghebbenden is toegestaan.

Indien dit rapport in opdracht werd
uitgebracht, wordt voor de rechten en
verplichtingen van opdrachtgever en
opdrachtnemer verwezen naar de
Algemene Voorwaarden voor Onderzoeks-
opdrachten TNO, dan wel de betreffende
terzake tussen partijen gesloten
overeenkomst.

TNO

auteur(s):

Ing. F.J.M. v. Putten

TDCK RAPPORTENCENTRALE
Frederikkazerne, Geb. 140
van den Burchlaan 31
Telefoon: 070-3166394/6395
Telefax : (31) 070-3166202
Postbus 90701
2509 LS Den Haag **TDCK**

rubricering

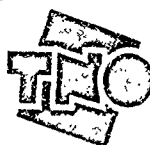
titel : ongerubriceerd
samenvatting : ongerubriceerd
rapport : ongerubriceerd
bijlagen 1 t/m 2 : ongerubriceerd

oplage : 21
aantal adzijden : 60 (incl. titelblad & bijlagen
excl. RDP & distributielijst)
aantal bijlagen : 2
datum : augustus 1990

Distribution For	
ATIS GRA&I	<input checked="" type="checkbox"/>
DTIC TAB	<input type="checkbox"/>
Unannounced	<input type="checkbox"/>
Justification	
By _____	
Distribution/	
Availability Codes	
Dist	Avail and/or Special
A-1	

DISTRIBUTION STATEMENT A

Approved for public release;
Distribution Unlimited



DTIC
ELECTE
OCT 31 1990
S E D

rapport no. : FEL-90-B089
titel : Opwekking van hoogvermogen 1.54 μm straling m.b.v
gestimuleerde Raman verstrooiing in methaan

auteur(s) : Ing. F. van Putten
instituut : Fysisch en Elektronisch Laboratorium TNO

datum : augustus 1990
hdo-opdr.no. : -
no. in iwp '90 : 715.2

=====

SAMENVATTING (ONGERUBRICEERD)

In dit rapport wordt verslag gedaan van experimenten met een Nd:YAG laser (golflengte 1.064 μm) met het oog op een efficiënte conversie naar een voor het oog veiliger golflengte van ca. 1.5 μm . De gewenste conversie kan worden bereikt via gestimuleerde Raman verstrooiing aan methaan, waarbij 1.064 μm straling wordt geconverteerd naar 1.543 μm straling. Hiertoe wordt de laser gefocusseerd in methaan gas en wordt gestimuleerde Raman verstrooiing opgewekt als gevolg van een hoge intensiteit in het focale gebied en de toepassing van een terugkoppel spiegel.

Onderzocht is hoe het rendement beïnvloedt wordt door de gasdruk, de gas samenstelling, de bundel diameter, de pulsenergie, de puls frequentie en door de optische elementen.

In het geval van focussering met sferische lenzen is als beste resultaat een rendement verkregen van 61% bij een pulsenergie van 22 mJ. Het hoogste rendement dat is gehaald bedraagt 74%. Dit is verkregen bij een pulsenergie van 200 mJ met een combinatie van twee cilinderlenzen met een brandpuntsafstand van 100 mm.

Bij metingen met hogere frequenties blijft het rendement hoog tot 5 Hz. Helium is aan het methaan toegevoegd voor het bestrijden van warmte effecten in het focale gebied bij hogere frequenties. Dit bleek echter

zowel bij hoge als bij lage frequenties geen merkbare invloed op het rendement te hebben.

report no. : FEL-90-B098
title : Generation of high power 1.54 μm radiation by
stimulated Raman scattering in methane.
author(s) : Ing. F.van Putten
institute : TNO Physics and Electronics Laboratory
date : August 1990
NDRO no. : -
no. in pow '90 : 715.2

=====

ABSTRACT (UNCLASSIFIED)

We report about experiments with a Nd:YAG laser operating at 1.064 μm , which are carried out to obtain an efficient source of eye-safe 1.54 μm radiation. This conversion is obtained by Stimulated Raman Scattering in methane by applying focussing and a dichroic mirror for feedback. The varied parameters are laser power, pulse repetition rate, gas pressure, gas constitution, beam width and the optical strength of the lenses.

With a spherical lens we obtained 61% conversion efficiency with an input of 22 mJ. For a combination of two cylindrical lenses of 100 mm focal length and 200 mJ input a value of 74% is found.

At pulse repetition frequencies higher than 5 Hz a degradation of the output takes place. Because this is probably due to thermal effects we have carried out experiments with helium added to the methane to increase the thermal conductivity of the gas. Adding of helium up to 39% partial pressure does not degrade the conversion, but also no improvements at higher rep-rates were found.

Listen: German language, J.D.

SAMENVATTING	1	
ABSTRACT	3	
INHOUDSOPGAVE	4	
1	INLEIDING	5
2	THEORIE	7
2.1	Gestimuleerde Raman verstrooiing	7
2.2	Veldsterkte verdeling in het focale gebied	10
2.3	Temperatuursstijging in het focale gebied	11
3	RENDEMENTSMETINGEN VAN SRS AAN METHAAN	16
3.1	Opbouw van de meetopstelling	16
3.2	Resultaten	20
4	CONCLUSIES	41
5	AANBEVELINGEN	43
6	LITERATUUR	45

BIJLAGE 1: LASERSPECIFICATIES

BIJLAGE 2: TABELLEN MET MEETRESULTATEN

1 INLEIDING

Een groot probleem bij het civiele en militaire gebruik van sommige type lasers is dat ze niet voldoen aan de normen betreffende oogveiligheid. Een Nd:YAG laser is bijvoorbeeld goed bruikbaar voor afstandsmetingen maar kan, ook via reflectie aan voorwerpen, schade veroorzaken aan het netvlies.

Een manier om deze laser oogveiliger te maken is conversie van de $1.064 \mu\text{m}$ straling naar $1.543 \mu\text{m}$ via gestimuleerde Raman verstrooiing (SRS) aan methaan. Straling bij deze golflengte wordt sterk door water geabsorbeerd zodat het netvlies beschermd wordt door het inwendige oogvocht. De pulsenergie, die voor het oog veilig is, is dan ook veel groter (limiet voor klasse I lasers: $1 \mu\text{J}$ voor $1.06 \mu\text{m}$ tegen 7.9 mJ voor $1.54 \mu\text{m}$). Tevens is deze golflengte aantrekkelijk wegens de betere transmissie eigenschappen van de atmosfeer (zie fig. 1) en de ontwikkeling van geschikte detectoren voor deze golflengte i.v.m. glasvezeltoepassingen bij $1.55 \mu\text{m}$.

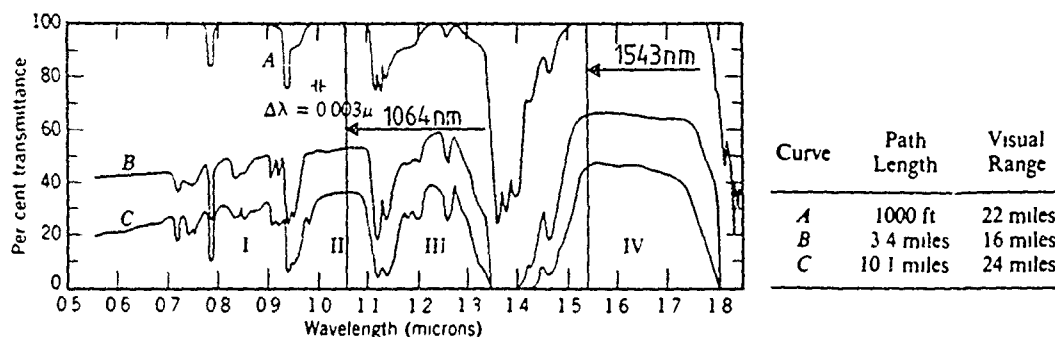


Fig. 1: Transmissie atmosfeer

Dit rapport betreft onderzoek naar het verkrijgen van een hoog conversie-rendement van $1.064 \mu\text{m}$ naar $1.543 \mu\text{m}$. Metingen zijn verricht bij lage vermogens en frequenties (single shot afstandsmeter) en bij hoge vermogens en frequenties (ranging/tracking).

Bij eerdere experimenten [1] is met een afstandsmeter van de optische industrie 'de Oude Delft' een fotonrendement van 74% gerapporteerd. Het hier beschreven onderzoek is met een veel krachtiger laser uitgevoerd. Conversie met behulp van SRS is ook bij andere golflengten mogelijk, zodat dit onderzoek ook voor andere laser toepassingen van belang is.

2 THEORIE

2.1 Gestimuleerde Raman verstrooiing

Raman verstrooiing is een inelastisch proces waarbij energie door het verstrooiende molecuul wordt opgenomen of afgestaan in de vorm van vibratie- en rotatiequanta. De verstrooide straling is ten opzichte van de oorspronkelijke straling in frequentie verschoven, overeenkomstig de resonantiefrequenties van de vibratie- en rotatie-overgangen in het molecuul (zie fig. 2).

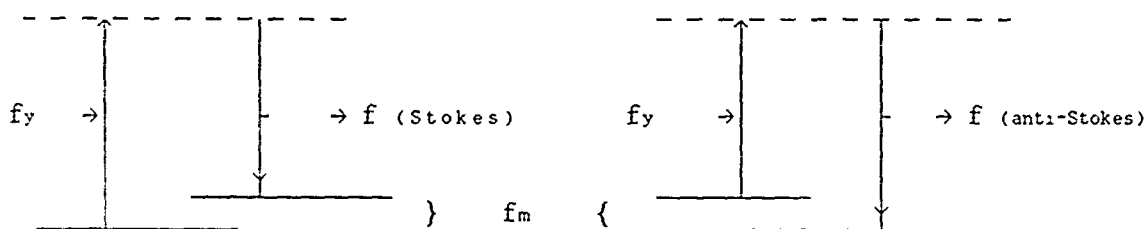


Fig. 2: Raman verstrooiing

De naar lagere frequentie verschoven straling, ontstaan door afgifte van energie aan het molecuul, wordt Stokes straling genoemd. De naar hogere frequentie verschoven straling, waarbij energie van het molecuul wordt opgenomen, wordt anti-Stokes straling genoemd.

De frequentieverandering bij Stokes straling is [1]:

$$f_s = f_y - f_m \quad (1.1.1)$$

f_s : Stokes straling frequentie (Hz)
 f_y : YAG-laser frequentie (Hz)
 f_m : vibratie/rotatie frequentie
 van het molecuul (Hz)

Voor $f_m = 8.75 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$ geeft dit een conversie van $1.064 \text{ } \mu\text{m}$ ($2.8195 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$) naar $1.543 \text{ } \mu\text{m}$ ($f_s = 1.9445 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$) [1]. Spontane Raman verstrooiing is een zwak niet-lineair proces. Daarom is het voor een goede omzetting nodig om hoge intensiteiten op te wekken [2]. Als er dan niet alleen bronstraling met frequentie f_y aanwezig is, maar er ook straling met frequentie f_s wordt toegevoegd, wordt het Raman conversie proces gestimuleerd. Met de zo verkregen gestimuleerde Raman verstrooiing (SRS) kan een groot deel van de $1.064 \text{ } \mu\text{m}$ straling worden geconverteerd naar $1.543 \text{ } \mu\text{m}$ straling.

Door focusering van de laserbundel in het methaan kan een hoge intensiteit verkregen worden. Hierbij moet voorkomen worden dat de veldsterkte boven de grens van diëlectrische doorslag komt ($\approx 10^{11} \text{ W/cm}^2$). Een deel van de spontaan Raman verstrooide straling loopt terugwaarts in de richting van de ingaande laserbundel. Door deze te laten reflecteren op een nauwkeurig loodrecht op de laserbundel geplaatste dichroïde spiegel, welke de YAG-laser straling doorlaat, maar de verstrooide straling van $1.543 \text{ } \mu\text{m}$ reflecteert, zal deze samen met de YAG-laser straling weer in het focus terechtkomen en de vorming van nieuwe $1.543 \text{ } \mu\text{m}$ fotonen stimuleren (zie fig. 3).

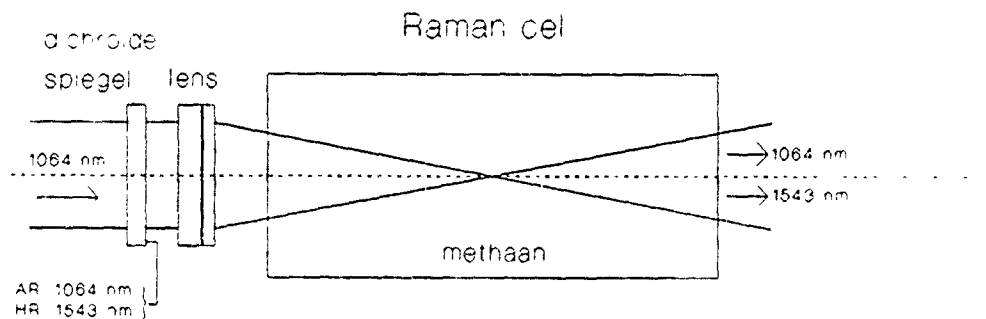


Fig. 3: Opwekking SRS in methaan

Hoe efficiënt dit proces zal verlopen hangt af van een groot aantal factoren. De gasdruk moet hoog genoeg zijn om voor voldoende spontane verstrooiing te zorgen om het proces te starten en om te zorgen dat er voldoende moleculen zijn in relatie tot het aantal om te zetten fotonen.

Bij te hoge druk kan een ander effect optreden, namelijk gestimuleerde verstrooiing van lichtquanta aan lopende akoestische golven (Stimulated Brillouin Scattering (SBS) [3]). Bij experimenten met een single-mode (TEM₀₀) laser [4] nam boven de 40 bar de SBS zo toe dat de SRS sterk afnam. Toevoeging van een ander gas dan methaan kan ook invloed op het proces hebben. Bij eerdere experimenten gaf het toevoegen van argon een hoger rendement [1], terwijl ook helium door zijn veel hogere warmtegeleidingscoëfficiënt invloed op het proces kan hebben (zie 2.3). Het lenzenstelsel dat gebruikt wordt om de laserbundel te focuseren bepaalt samen met de eigenschappen van de laserbundel de veldsterkteverdeling in het focale gebied. Het kan gunstig zijn om in plaats van een sferische lens een a-sferische lens te gebruiken. Bij gelijk blijvende brandpuntafstand kan de intensiteit van de opvallende laserstraling toenemen, terwijl als gevolg van het spreidingseffect in het focale gebied er daar geen diëlectrische doorslag optreedt (zie 2.2). Een korte gascel is gunstig omdat de looptijd in de cel klein moet blijven ten opzichte van de laserpulsduur. De verstrooide straling moet, voor een goede versterking van de conversie, via de dichroïde spiegel terugkomen in het focale gebied, voordat een groot deel van de laserpuls voorbij is. Tevens is voor praktische toepassingen een compacte cel bruikbaar. De laserspecificaties (zoals bv. bundeldiameter, pulsduur en -energie, modepatroon, bandbreedte, divergentie en de puls frequentie) zullen, in combinatie met het bovengenoemde lenzenstelsel, de gasdruk, de gassamenstelling en een goede optische uitlijning het rendement bepalen.

Omdat per Nd:YAG laser foton maximaal één 1.543 μm foton gevormd kan worden, wordt het foton rendement gebruikt als definitie van de omzettings efficiëntie in de ramancel. Hiertoe moet gecorrigeerd worden voor de reflectieverliezen aan de optische elementen van de opstelling. Naast de omzetting naar 1.543 μm wordt ook een deel omgezet naar andere golflengtes, zoals naar 0.812 μm (1^e orde anti-Stokes) en naar 2.8 μm (2^e orde Stokes) [1]. Ook ontstaat er zichtbaar licht door hogere orde's anti-Stokes straling aan de uitgang van de Raman cel.

2.2 Veldsterkte verdeling in het focale gebied

Het effectieve dwarsoppervlak van het laserfocus bij focussering met een sferische lens is [1]:

$$A_s = 0.64 (F \cdot \theta)^2 \quad (2.2.1)$$

A_s : effectieve dwarsoppervlak laserfocus sferische lens (m^2)

F : brandpuntafstand (m)

θ : bundeldivergentie (rad.)

Om diëlectrische doorslag in het gas te voorkomen zal, naarmate de pulsenergie hoger wordt, het effectieve dwarsoppervlak van het focus groter moeten worden. Dit kan bereikt worden door een sferische lens met een grotere brandpuntafstand te nemen of door toepassing van astigmatisme.

Een astigmat kan b.v. gemaakt worden door in de platte kant van een plano convexe lens een cilinder te slijpen. Deze lens heeft twee streepvormige focussen achter elkaar, 90° ten opzichte van elkaar gedraaid (zie fig. 4).

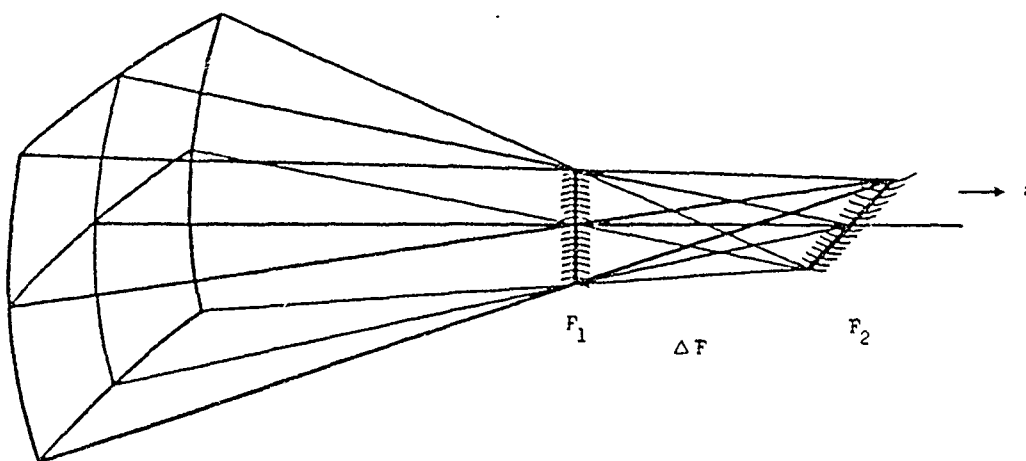


Fig. 4: Focale gebied van astigmat

Op deze manier is het mogelijk om met lenzen met een kleinere brandpuntafstand de gewenste veldsterkteverdeling in het focus te bereiken. Nu ontstaat er een lagere veldsterkte over een langer en breder gebied.

Het dwarsoppervlak van het 1^e focus is [1]

$$A_a = \theta \cdot D \cdot \frac{0.8 \cdot \Delta F \cdot F_1}{F_2} + 0.64 (F_1 \cdot \theta)^2 \quad (2.2.2)$$

D : diameter laserbundel (m)

A_a : effectieve dwarsoppervlak focus voor astigmat (m²)

ΔF : verschil brandpuntafstand in x- en y-richting (m)

F₁ : brandpuntafstand focus in x-richting (m)

F₂ : brandpuntafstand focus in y-richting (m)

Het oppervlak van het 2^e focus is [1]:

$$A_a = \theta \cdot D \cdot \frac{0.8 \cdot \Delta F \cdot F_2}{F_1} + 0.64 \cdot (F_2 \cdot \theta)^2 \quad (2.2.3)$$

In plaats van het cilindrisch slijpen van de vlakke kant van een plano convexe sferische lens kunnen ook twee cilinderlenzen, 90° ten opzichte van elkaar gedraaid, gebruikt worden. Hierdoor is het mogelijk om op eenvoudige wijze de ΔF te veranderen om de beste brandpuntafstanden te krijgen waarmee het hoogste rendement gehaald kan worden.

2.3 Temperatuursstijging in het focale gebied

Als gevolg van de YAG-laserpulsen zal de temperatuur van het gas stijgen. Dit veroorzaakt dichtheidsverschillen, waardoor brekingsindexverschillen de bundelrichting en -kwaliteit beïnvloeden, terwijl de temperatuursstijging mogelijk ook het Raman verstrooiings

proces beïnvloedt. In de volgende analyse wordt geschat wat het temperatuursverloop in het focus is als gevolg van de laserpulsen. Stel dat de straling gefocusseerd wordt in een cilinder met lengte L en straal R . Na één puls bedraagt de instantane temperatuurverhoging:

$$\Delta T = Q / (C_p \cdot m) \quad (2.3.1)$$

ΔT : temperatuursstijging (K)
 Q : warmte-toevoer door puls (J)
 C_p : warmte-capaciteit (J/(Kg K))
 m : massa cilinder (Kg)

De massa van deze "gascilinder" is: $m = L \pi R^2 \rho$

R : straal cilinder (m)
 L : lengte cilinder (m)
 ρ : dichtheid van het gas (Kg/m)

Hierbij wordt er vanuit gegaan dat C_p onafhankelijk is van de temperatuur. Voor methaan is dit een redelijke benadering [5] (zie fig. 5).

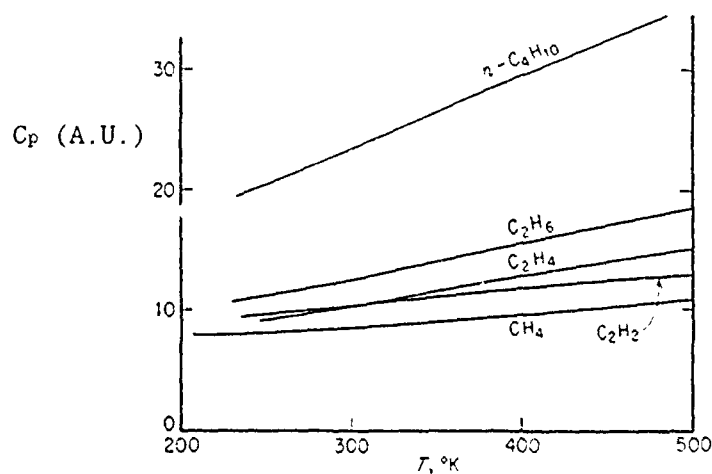


Fig. 5: Invloed $T(K)$ op C_p van methaan

Na deze temperatuurstijging zal het gas afkoelen. Afgeleid kan worden wat het temperatuursverloop is op de as van een cilinder van oneindige lengte in een vaste stof na een instantane temperatuursverhoging [6]. Als wordt aangenomen dat de lengte van het cilindervormige focus veel groter is dan de straal van het focus, zodat randeffecten aan de platte uiteinden van de "cilinder" verwaarloosd kunnen worden, geldt:

$$\Delta T = T_0 \left(1 - e^{-\frac{R^2 \rho \cdot C_p}{4 \cdot t \cdot \lambda}} \right) \quad (2.3.2)$$

T_0 : begintemperatuur (K)
 ρ : gasdichtheid (Kg/m^3)
 t : tijd na puls (s)
 λ : warmtegeleidings coëfficiënt (W/(m K))

Omdat deze formule is afgeleid voor vaste stoffen kan deze niet zomaar voor gasen gebruikt worden. Hiervoor moet er van worden uitgegaan dat het warmtetransport alleen door geleiding gebeurt, en niet door convectie. De warmtegeleidings coëfficiënt λ van een gas is tevens sterk afhankelijk van de temperatuur.

Voor methaan is dit :

bij 0 °C 0.0301 W/(m K);
bij 100 °C 0.0456 W/(m K);
bij 200 °C 0.0619 W/(m K).

Omdat de cilinderbenadering een idealisering van de werkelijke situatie is kunnen de bovengenoemde formules alleen voor een eerste orde schatting toegepast worden. Bij het focuseren van de laserbundel met twee ongecoate cilinderlenzen ($\Delta F=15 \text{ mm}$) geeft dit de volgende resultaten.

Stel :

de pulsenergie is 220 mJ;

het fotonrendement 70 %;

de pulsfrequentie 10 Hz;

het focus is cilindervormig met een lengte van 2.5 cm.

Volgens formule 2.2.4 is de dwarsdoorsnede van het focus 300 μm . Bij een pulsenergie van 220 mJ komt door reflectie verliezen nog 175 mJ in het focus terecht. Bij 70% foton conversie wordt hiervan 122.5 mJ via Raman verstrooiing omgezet. Hiervan komt 84.5 mJ in de vorm van 1.54 μm straling uit het focale gebied en wordt 38 mJ via relaxatie in de vorm van warmte aan het methaan afgestaan. Volgens formule 2.3.1 geeft bij een gasdruk van 90 bar ($\rho = 64.3 \text{ Kg/m}^3$) één puls een temperatuurstijging van: $\Delta T = Q/(C_p \cdot m) = 151 \text{ K}$.

Na deze temperatuurstijging zal het focus afkoelen volgens formule 2.3.2. Bij een frequentie van 10 Hz duurt het 0.1 s tot dat de volgende puls komt. Volgens formule 2.3.2 is (met λ is 0.0456 W/(m K) bij 100 °C) de resterende temperatuurstijging na 0.1 s 24.3 K. Bij een frequentie van 2.5 Hz ($t = 0.4 \text{ s}$) is deze temperatuurstijging nog 6.5 K.

De brekingsindex in de Raman cel hangt af van de dichtheid van het gas. Voor methaan is de brekingsindex bij 0 °C:

$$n = 1 + 4.44 \cdot 10^{-4} \cdot P \quad (2.3.3)$$

n : brekingsindex

P : gasdruk (bar)

Als gevolg van de temperatuursveranderingen ontstaan dichtheids- en brekingsindexverschillen in het gas. Bij 300 K resulteert 1 °C stijging van de temperatuur in de focale cilinder in een relatieve daling van de dichtheid van 1/300. Dit geeft bij 90 bar een brekingsindex verlaging van $1.33 \cdot 10^{-4}$ ($\Delta n = 0.000444 \cdot \Delta P$). Over de gehele lengte van het focale gebied (≈ 2.5 cm) is de temperatuur afhankelijke fase verandering: $\varphi = \Delta n \cdot L / \lambda = 3.1 \text{ rad} \cdot \text{K}^{-1}$. Dit effect is groot genoeg om in het focale gebied voor lenswerking te zorgen en de bundelkwaliteit sterk te beïnvloeden.

De lenswerking zal afhankelijk zijn van de bundelrichting ten gevolge van convectie-effecten. Een verticale richting van de door het gas lopende laserbundel, zodat convectie-effecten symmetrisch rond het focale gebied plaatsvinden, verdient dan ook de voorkeur boven de huidige horizontale bundelrichting [7].

Een manier om de invloed van thermische effecten in het focus te verminderen is het toevoegen van helium. De warmtegeleidingscoëfficiënt van helium is veel groter dan van methaan (bij 0 °C:

$\lambda_{\text{He}} = 0.1411 \text{ W/(m K)}$ tegen 0.0301 W/(m K) voor methaan) zodat de temperatuur van het gas in het focale gebied sneller daalt.

3 RENDEMENTSMETINGEN VAN SRS AAN METHAAN

3.1 Opbouw van de meetopstelling

Een tekening van de meetopstelling staat in figuur 6:

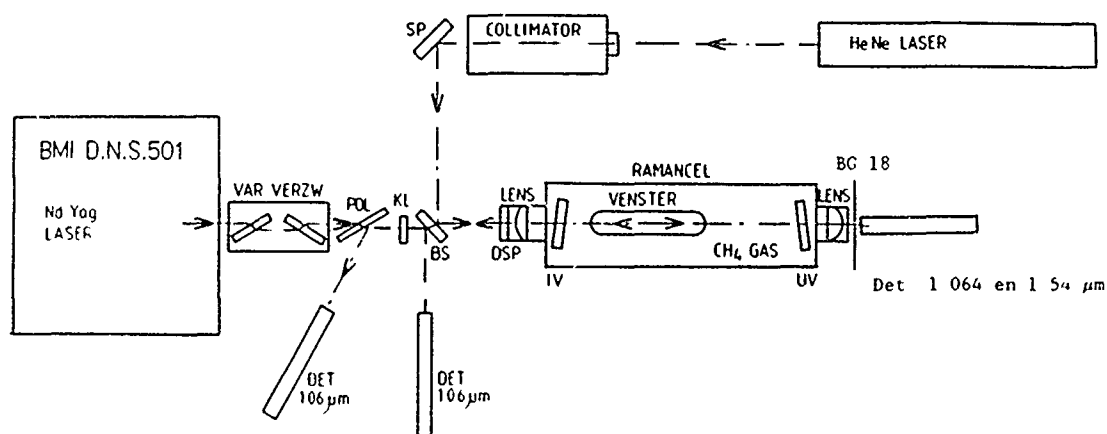


Fig. 6: Schematisch bovenaanzicht meetopstelling

De YAG-laserbundel gaat eerst door een variabele verzwakker die is opgebouwd uit twee vensters, gemonteerd overeenkomstig de brewsterhoek. Aangezien de laser lineair gepolariseerd is kan de bundel worden verzwakt door de vensters te draaien, waardoor de reflecties daaraan toenemen. Daarna gaat de bundel door een optische isolator, opgebouwd uit een polarisator en een $\frac{1}{4}$ - λ plaatje, en een beamsampler om een deel van de bundel te gebruiken voor het meten van de pulsenergie.

De optische isolator kan ook gebruikt worden om een deel van de optredende SBS in terugwaartse richting te meten. Hierna volgt de dichroïde spiegel, welke de $1.064 \mu\text{m}$ straling van de laser doorlaat ($T \approx 95\%$) en de $1.543 \mu\text{m}$, welke gestimuleerd moet worden, reflecteerd ($R > 99\%$). Omdat deze spiegel nauwkeurig loodrecht op de YAG-laserbundel moet staan is deze in een houder met micrometer instelling geplaatst. Hierna komt de hoge druk Ramancel met twee vensters en twee lenzen, welke zowel binnen als buiten de cel geplaatst kunnen worden. Na een kleurglasfilter (Schott BG 18 of BG 38), om de YAG-laserstraling te

blokkeren en een deel van de $1.543 \mu\text{m}$ straling (13 à 15%) door te laten, staat een pyroëlectrische detector om de pulsenergie te meten. De HeNe laser wordt als hulpmiddel bij het uitlijnen gebruikt.

De gebruikte laser is een BMI D.N.S.501 welke pulsen van meer dan 400 mJ kan geven met een pulslengte van 7 tot 15 ns met een frequentie van maximaal 10 Hz. De pulsduur is afgesteld op 7 à 8 ns. De laser is voorzien van een electro-optische Q-switch. Door het veranderen van diafragma's in de lasercavity kan de pulsenergie, diameter, divergentie en het mode patroon beïnvloed worden. Volgens de specificaties is bij een diafragma van 2 mm de puls single mode (TEM_{00}), de divergentie 0.5 mrad. en de pulsenergie 30 mJ. Bij een diafragma van 5 mm is de puls multi-mode, de divergentie 1.5 mrad. en de pulsenergie hoger dan 300 mJ. Bij gebruik van het grootste laserdiafragma ($\phi = 6.5 \text{ mm}$) wordt een zwakke lens gebruikt ($F = 2 \text{ m}$) om de bundel iets te collimeren, omdat deze anders te groot is om volledig door de beschikbare Ramancel te gaan.

Voor de experimenten is gebruik gemaakt van:

- sferische lenzen (met brandpuntafstanden van 105, 125 en 150 mm);
- drie astigmaten (met een brandpuntafstand van 50 mm; $\Delta F = 3.0$, 4.5 of 6 mm);
- cilinderlenzen (met brandpuntafstanden van 80 en 100 mm).

Bij de genoemde brandpuntafstanden is er geen rekening gehouden met de toename van de brandpuntafstanden, doordat er niet in lucht gefocusseerd wordt (met brekingsindex $n = 1.0003$) maar in methaan onder hoge druk. Om een zo hoog mogelijk conversie rendement te halen dienen de lenzen anti-reflectie gecoat te zijn. De cilinderlenzen waren nog niet van een anti-reflectie coating voorzien, hetgeen een reflectieverlies van ongeveer 8% per lens gaf.

Bij eerdere experimenten [1] ontstonden op de vensters en de dichroïde spiegels beschadigingen, omdat ze niet bestand bleken tegen de intensiteit van de Nd:YAG laser. De nieuw gekochte spiegels en vensters hebben "damage thresholds" van resp. 500 MW/cm^2 en 1 GW/cm^2 , zodat, als

de bundel niet te veel gefocusseerd wordt, er geen beschadigingen mogen ontstaan. Een andere oorzaak van beschadigingen kan de vorming van roetachtige deeltjes zijn, ontstaan door afbraak van het methaan tijdens de laserpulsen in het gas [7] [8]. De gebruikte pulsenergie-detector (RJ-7000 van Laser Precision Corp.) is veel kwetsbaarder (max. 1 MW/cm²) zodat deze alleen met verzwakkers gebruikt mag worden.

De cilinderlenzen worden in een combinatie van twee gebruikt, 90° ten opzichte van elkaar gedraaid. De ΔF ontstaat door de afstand tussen de lenzen en/of het verschil in brandpuntafstand tussen de twee cilinderlenzen. In figuur 7 is dit getekend voor de lenscombinaties 100 mm met 80 mm en 2x 100 mm. Bij de 100/80 combinatie is de ΔF 20 mm, min de afstand tussen de hoofdvlakken van de lenzen, bij de 100/100 combinatie de lensafstand plus de dikte van een lens.

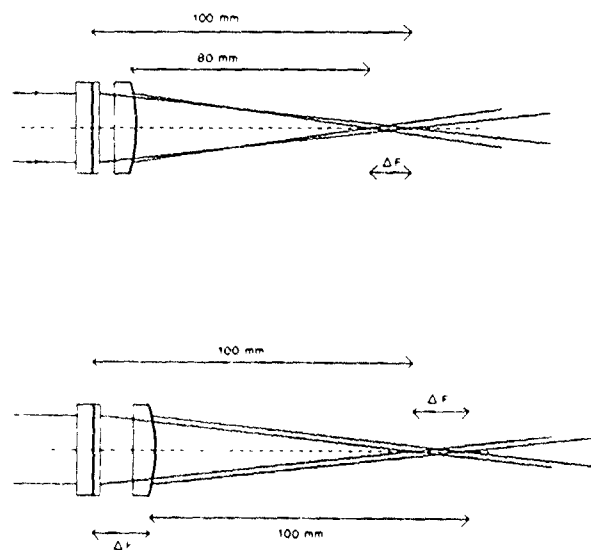


Fig. 7: ΔF bij twee cilinderlenzen

Als de cilinderlenzen niet nauwkeurig 90° ten opzichte van elkaar gedraaid zijn zal F1 kleiner worden en F2 groter. De werkelijke ΔF is dan groter dan verwacht. Omdat de cilinderlenzen in ronde lenshouders geplaatst zijn moet zorgvuldig gewerkt worden om nauwkeurig ingestelde en goed reproduceerbare metingen te doen.

Omdat er naast straling van $1.543 \mu\text{m}$ ook straling van andere golflengten ontstaat is een aantal kleurglasfilters en een tralie gebruikt om te controleren of er een significante bijdrage van een andere golflengte dan $1.543 \mu\text{m}$ is. Metingen bevestigden dat de intensiteit op de detector van straling met een andere golflengte dan $1.543 \mu\text{m}$ te verwaarlozen is.

3.2 Resultaten

3.2.1 Sferische lenzen

Voor de experimenten met sferische lenzen zijn drie brandpuntafstanden gebruikt, namelijk 105, 125 en 150 mm. Bij deze lenzen is de invloed van diverse variabelen op het rendement onderzocht. Deze variabelen waren het laserdiafragma (welke de pulsenergie, bundeldiameter, divergentie en het modepatroon beïnvloedt), de gasdruk, de gassamenstelling, de polarisatie, de pulsfrequentie en het optreden van Stimulated Brillouin Scattering. Voor goede meetresultaten bij deze metingen moet eerst de dichroïde spiegel goed gepositioneerd worden.

a) positionering dichroïde spiegel

Omdat de dichroïde spiegel de straling uit het laser focus weer in het focale gebied moet reflecteren moet deze nauwkeurig loodrecht op de ingaande Nd:YAG laser bundel staan. Hiervoor is de spiegel in een houder met micro-meter instelling geplaatst en is experimenteel bepaald in welke positie het hoogste rendement wordt gehaald. In figuur 8 staan de resultaten van deze uitlijnmethode bij een pulsenergie van 65 mJ ($F = 150$ mm, $P = 90$ bar en $\phi = 5$ mm).

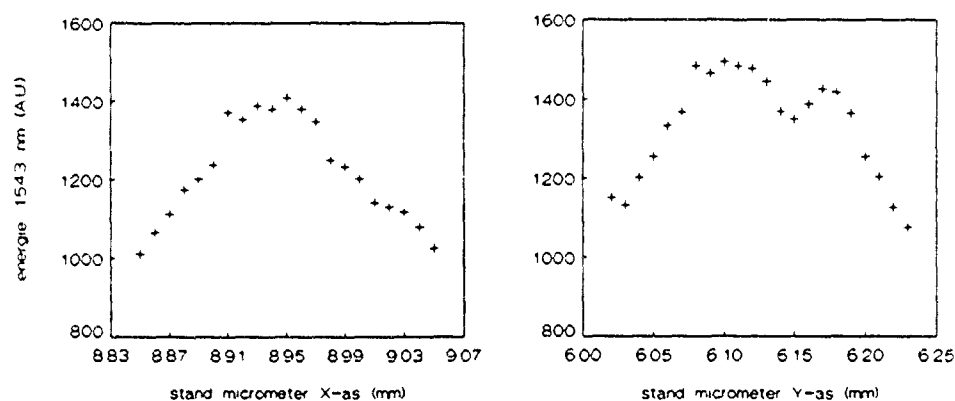


Fig. 8: Uitlijning dichroïde spiegel

De metingen bij verandering van de micrometerstand in de Y-richting, welke zijn uitgevoerd na optimalisatie van de micrometerstand in de X-richting ($X = 8.95$ mm), suggeren een daling van het rendement bij perfecte coaxiale uitlijning. De metingen in Y-richting zijn een aantal keer herhaald, zodat duidelijk werd dat de daling reproduceerbaar is en niet door spreiding in de meetresultaten komt (fig.9).

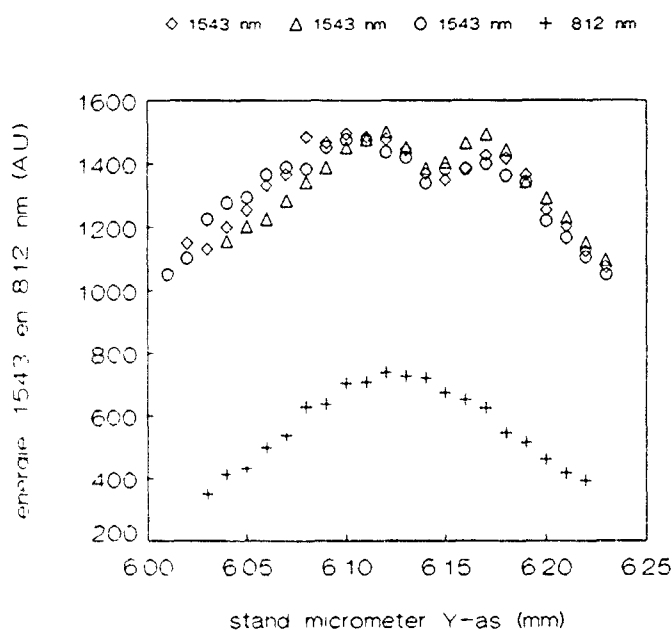


Fig. 9: Stokes en anti-Stokes opbrengst bij verandering Y-micrometerstand

Een daling van het rendement zou kunnen komen door een toename van anti-Stokes of van 2^e orde Stokes straling. In figuur 9 is te zien dat de 1^e orde anti-Stokes straling van 812 nm niet zo sterk toeneemt om de daling van het rendement te kunnen verklaren (De gedetecteerde fractie van de 812 nm straling is ongeveer 40x groter dan voor 1543 nm, zodat de opbrengst van 812 nm straling veel kleiner is t.o.v. de 1543 nm straling dan het in de figuren lijkt). De 2^e orde Stokes straling ($2.8 \mu\text{m}$) kan niet gemeten worden, omdat de vensters en lenzen deze golflengte absorberen.

In figuur 10 staat de opbrengst van de 1543 nm en de 812 nm straling, bij verandering van de X-micrometerstand, terwijl de Y-micrometer op de positie stond waar de daling van de opbrengst het grootst is ($Y = 6.145$ mm). Ook hier is er een daling van de opbrengst bij perfecte coaxiale uitlijning, welke niet verklaard kan worden uit een toename van de 1^e orde anti-Stokes straling.

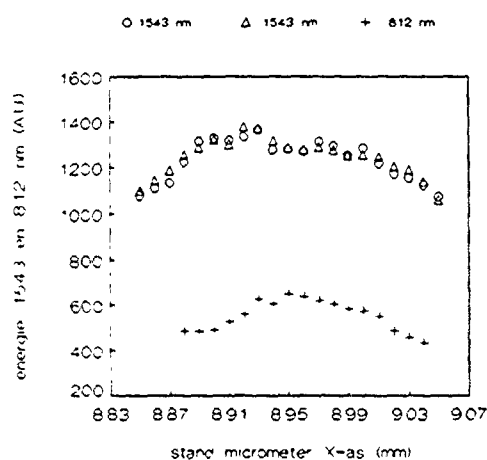


Fig. 10: Stokes en anti-Stokes
bij verandering X-micrometer

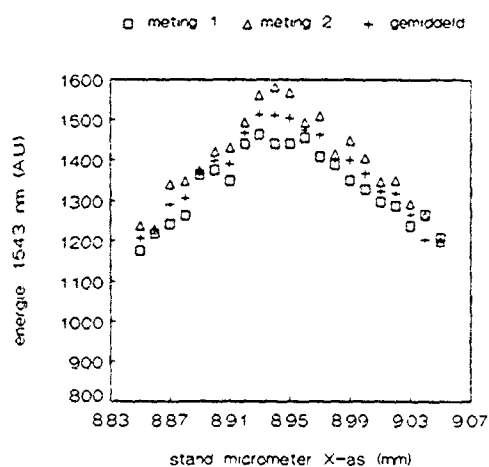


Fig. 11: Bepaling optimale
positie X-micrometer

Het hoogste rendement is gehaald door optimalisatie van de X-micrometer, terwijl de Y-micrometer op de plaats van het eerste maximum stond (zie fig. 11). De spiegel is dan ook ingesteld op $X = 8.95$ mm en $Y = 6.11$ mm.

b) Invloed laserdiafragma's

Voor drie diafragma's (1.5, 2 en 3 mm) is met de drie sferische lenzen het rendement als functie van de pulsenergie gemeten (zie fig. 12 en tabel 1) bij een gasdruk van 90 bar met 6% argon.

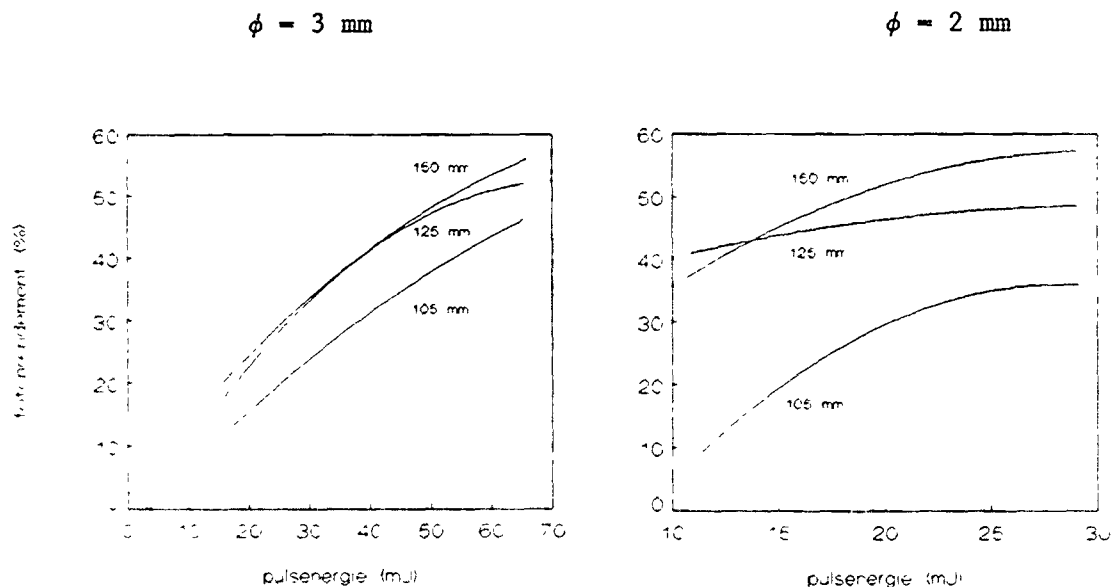


Fig. 12: Rendementsverloop voor 2 diafragma's

Bij alle drie de diafragma's neemt het rendement snel toe met toename van de pulsenergie, bereikt dan een maximum of verzadigt. Het bereikte rendement is het hoogste met de 150 mm lens (57.1% bij $\phi = 2 \text{ mm}$ en $E_y = 28 \text{ mJ}$). Deze metingen zijn het gemiddelde van 15 pulsen. De relatieve spreiding in de meetseries neemt af bij toenemende pulsenergie en brandpuntafstand. Bij toenemende pulsenergie en brandpuntafstand neemt hier ook het rendement toe (zie tabel 1), zodat de spreiding het laagst is als er een hoog rendement wordt gehaald. Bij de hoogste rendementen ligt de relatieve spreiding tussen de 5% en 10%.

De metingen suggeren dat voor een grotere brandpuntafstand dan 150 mm een hoger rendement haalbaar is. Deze metingen zijn niet verricht omdat dit in de huidige Raman cel tot te hoge stralingsintensiteiten op de vensters zou leiden.

Met de $F = 150$ mm lens is ook het rendement met de overige diafragma's gemeten (2.5, 4 en 5 mm), zie tabel 2 en figuur 13.

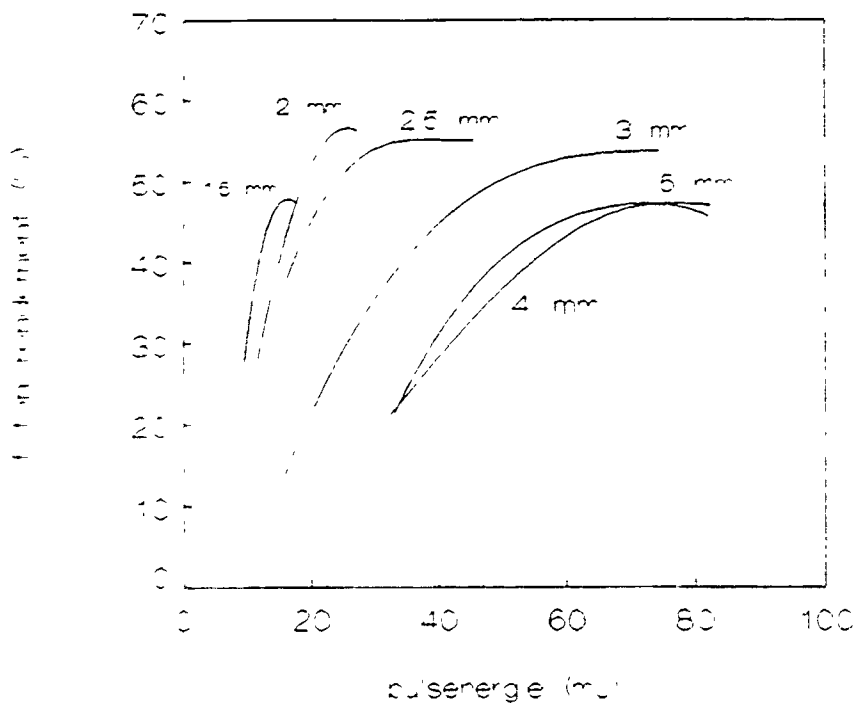


Fig. 13: Rendement voor 6 diafragma's bij $F = 150$ mm

Het verloop van het rendement als functie van de pulsenergie heeft voor de 6 diafragma's een ongeveer gelijk verloop, waarbij de plaats van het maximale rendement bij grotere diafragma's bij steeds hogere pulsenergie komt te liggen. Met de 150 mm lens is met het 5 mm diafragma ook naar hoge pulsenergie gekeken (tot 190 mJ). Na het bereiken van het hoogste rendement (46% bij 100 mJ) neemt het rendement af tot 35% (zie fig. 14 en tabel 3).

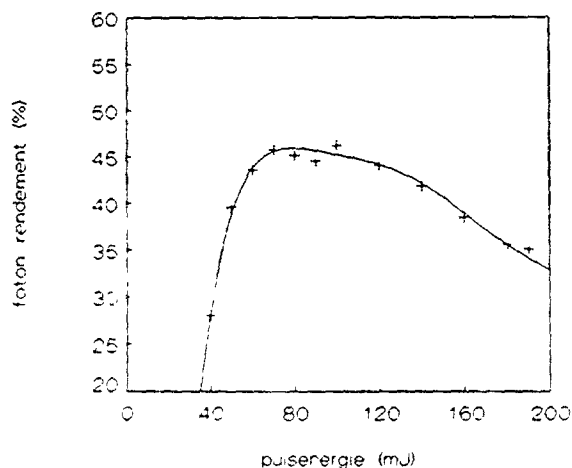


Fig. 14: Rendement bij hoge pulsenergie ($\phi = 5$ mm)

c) Invloed Brillouin Scattering

Aangezien Brillouin scattering de conversie van $1.064 \mu\text{m}$ naar $1.543 \mu\text{m}$ ongunstig beïnvloedt [1] [3] is een aantal metingen gedaan om na te gaan hoe sterk dit effect is. Hiervoor is gekeken naar de transmissie van de Ramancel voor $1.064 \mu\text{m}$, met en zonder de dichroïde spiegel, en naar de hoeveelheid energie die in achterwaartse richting uit de cel komt, waarvan een deel via de optische isolator wordt gedetecteerd. In figuur 15 en tabel 4 is als functie van de pulsenergie de celtransmissie (met en zonder spiegel) en het rendement gemeten. Te zien is dat, ook als er nauwelijks SRS plaatsvindt (zonder de dichroïde spiegel), de celtransmissie bij toename van de pulsenergie snel afneemt. Ook zonder het optreden van SRS zorgen andere effecten, zoals o.a. SBS [1] [3], voor een daling van de celtransmissie. Als er wel Raman verstrooiing plaatsvindt neemt de transmissie nog sneller af.

Vanaf ongeveer 60 mJ is de celtransmissie ongeveer gelijk aan het fotonrendement. Dit wijst er op dat verliezen in de ramancel, welke bleken uit de gemeten transmissie zonder dichroïde spiegel, het maximaal te halen rendement bepalen. Dit geldt echter alleen als deze verliezen onafhankelijk zijn van het wel of niet optreden van gestimuleerde Raman verstrooiing.

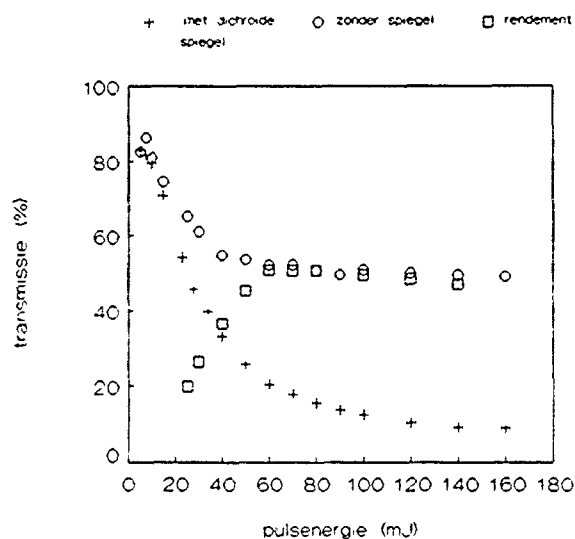


Fig. 15: Transmissie ($1.064 \mu\text{m}$) en rendement ($1.54 \mu\text{m}$)

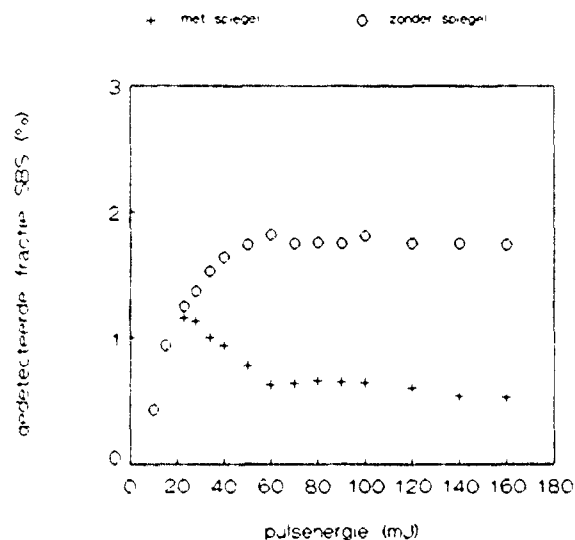


Fig. 16: Gedetecteerde fractie SBS via optische isolator

In figuur 16 staat de via de optische isolator gemeten energie, met en zonder spiegel. Eerst neemt de Brillouin verstrooiing toe, maar zodra de Raman conversie op gang komt (met de spiegel) neemt deze sterk af.

Aangezien met de toename van SRS het optreden van SBS verminderde is het niet duidelijk of de celtransmissie zonder dichroïde spiegel het maximaal te halen rendement is, of dat het bijna gelijke verloop van de celtransmissie (zonder spiegel) en het rendement met de hier gebruikte lens ($F = 150$ mm) vanaf 60 mJ in figuur 15 toeval is.

Bij eerdere metingen [1] kon het rendement worden verhoogd door toevoeging van 6% argon aan het methaan. Om na te gaan of dit veroorzaakt werd door de onderdrukking van SBS door de aanwezigheid van argon is onderzocht of er verschil is in de terugwaarts verstrooide SBS, gemeten in zuiver methaan en in methaan met 6% argon. In tabel 5 en figuur 17 staan de resultaten van SBS metingen in 84 atm. zuiver methaan en in 84 atm. methaan met 6 atm. argon voor de $F = 150$ mm lens

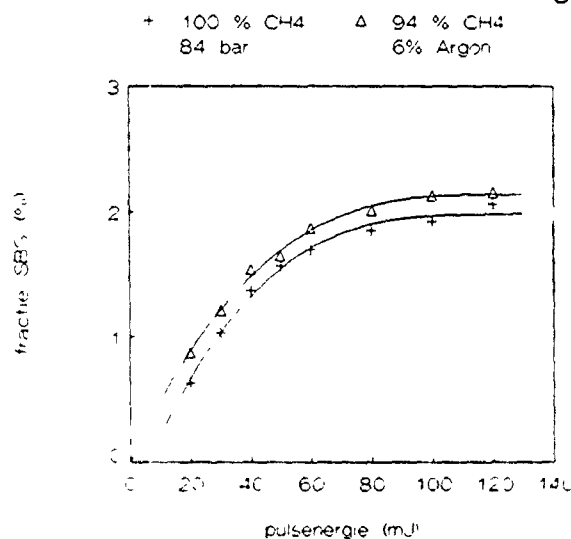


Fig. 17: Invloed 6% argon op SBS

Te zien is dat door toevoeging van argon de SBS niet afneemt, maar zelfs iets toe lijkt te nemen. Niet duidelijk is wat de toename van het rendement door toevoeging van argon bij eerdere metingen [1] veroorzaakt zou kunnen hebben.

d) Invloed gasdruk

In tabel 6 en figuur 18 is voor $F = 150$ mm en $\phi = 4$ mm en $E_y = 40, 50$ en 55 mJ het rendement als functie van de druk gemeten (70 t/m 100 bar, 6% argon). Het rendement neemt tot 90 bar toe en verzadigt dan voor een

pulsenergie van 55 mJ op 49%. Bij 40 en 50 mJ is het rendement bij 100 bar iets lager.

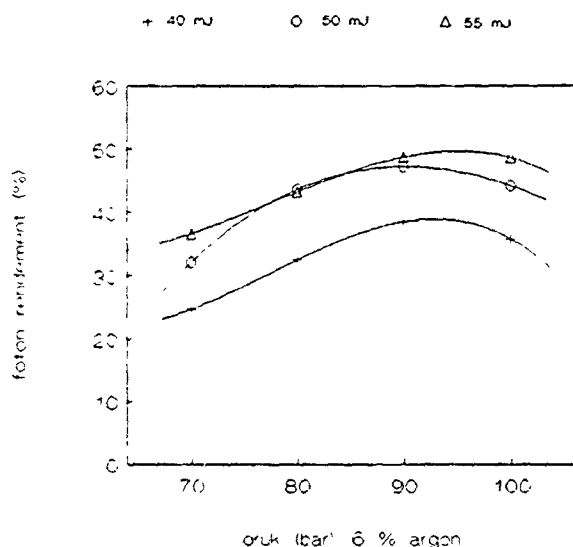


Fig. 18: Rendement als functie van de gasdruk ($\phi = 4$ mm)

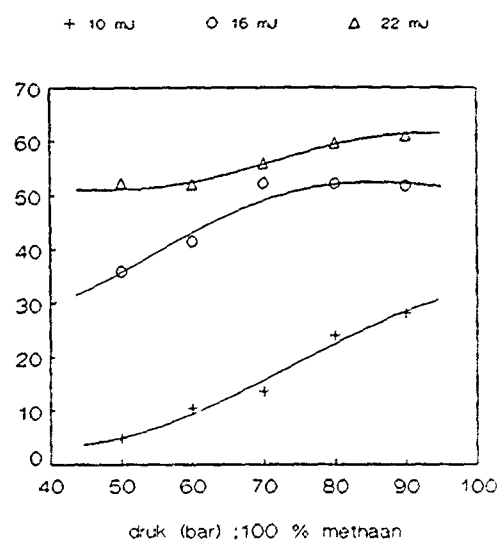


Fig. 19: Rendement als functie van de gasdruk ($\phi = 2$ mm)

Bij metingen met zuiver methaan, met $\phi = 2$ mm, bereikt het rendement ook rond de 90 bar de maximum waarde (61%, zie figuur 19 en tabel 7). Bij eerdere metingen [1] nam bij zuiver methaan het rendement af boven de 60 bar en boven de 40 bar [4]. Bij deze experimenten gebeurt dit niet. De oorzaak van de verschillen in de resultaten is niet duidelijk.

e) Invloed polarisatie

Door het verwijderen van het λ - λ plaatje uit de optische isolator wordt de laserbundel lineair gepolariseerd in plaats van circulair. Bij rendementsmetingen leverde dit geen meetbaar verschil op met de metingen met circulair gepolariseerd licht.

f) Invloed puls frequentie

De puls frequentie, welke met een teller op de Q-switch gevarieerd kan worden van 0.05 Hz tot 10 Hz, heeft wel sterk invloed op het rendement. Bij metingen met een diafragma van 2 mm en een pulsenergie van 18 mJ en

de 150 mm lens (zie tabel 8 en fig. 20) nam het rendement af van 51% (0.5 Hz) tot 31% (10 Hz).

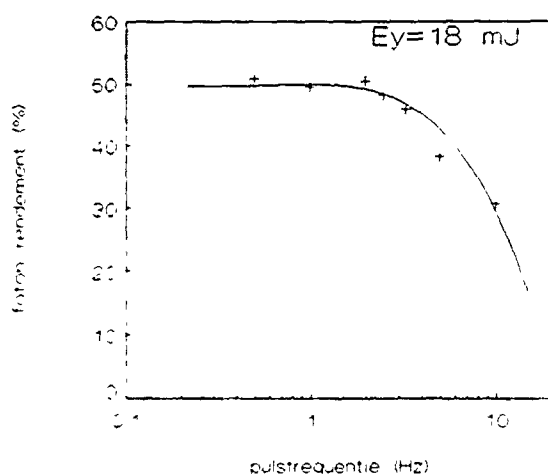


Fig. 20: Invloed puls-frequentie bij 18 mJ

Inslagen van de laserbundel op onbelichte polaroid foto's kunnen gebruikt worden om de positie van de bundel te bepalen. De pulsenergie is namelijk hoog genoeg om in de zwarte gedeeltes de foto op de plaats van de puls te verbranden. Uit de plaats van de brandvlekjes op de foto's bleek dat de bundel bij 5 Hz en 10 Hz door thermische effecten in het gas duidelijk van richting veranderde. Hierdoor werd een deel van de $1.543 \mu\text{m}$ bundel afgesneden, waardoor niet de volledige energie van de $1.543 \mu\text{m}$ puls gedetecteerd werd. De daling van het rendement bij hogere frequenties kan veroorzaakt worden door een lagere conversie in het focale gebied, maar ook door de afsnijding van de bundel. Bij hogere pulsenergie ($50 \text{ mJ}/\phi = 3 \text{ mm}$) trad deze bundelverplaatsing al op vanaf 2 Hz. Voor hogere frequenties is deze meetconfiguratie met sferische lenzen dus problematisch.

3.2.2 Cilindrische lenzen

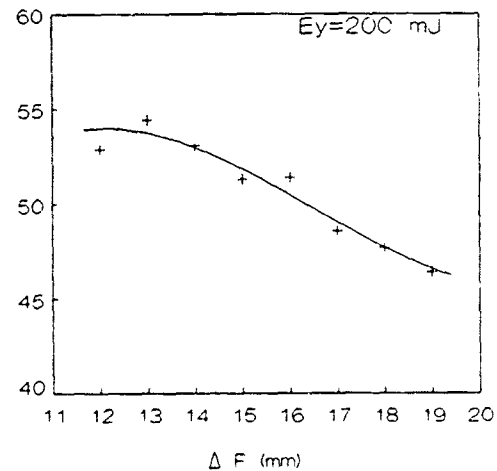
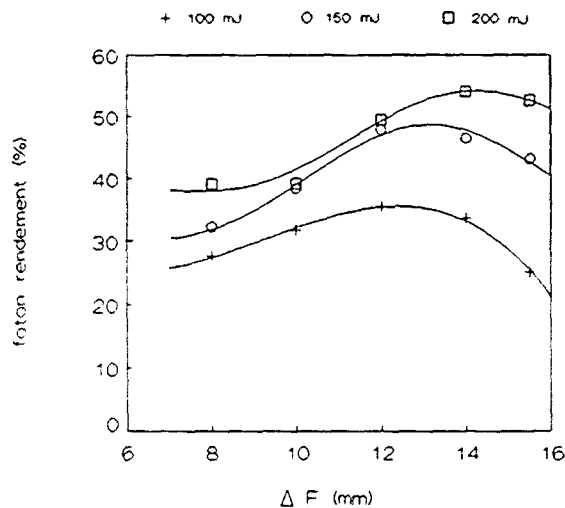
De beste resultaten met een afstandsmeter van de optische industrie 'de Oude Delft' [1] zijn gehaald met een astigmat met brandpuntafstanden van 50 mm en 54.5 mm. Met de hier gebruikte BMI laser gaf deze lens al vanaf een pulsenergie van 15 mJ diëlectrisch doorslag in het gas zonder dat er SRS optrad. Dit gebeurde ook bij de andere beschikbare astigmaten [1]. In plaats van deze lenzen zijn bij het hier beschreven onderzoek twee aparte cilinderlenzen achter elkaar geplaatst, 90° t.o.v. elkaar gedraaid. De experimenten werden verricht met lenzen die niet anti-reflectie gecoat waren, zodat deze 15% reflectieverlies per lens-combinatie gaven, terwijl ze ook het stimuleringsproces negatief beïnvloeden omdat ze tussen het laserfocus en de dichroïde spiegel staan.

De beschikbare cilinderlenscombinaties zijn 100 met 80 mm en 2×100 mm. Er is nagegaan hoe het rendement beïnvloedt wordt door de ΔF , de pulsenergie, de bundeldiameter, de divergentie, de pulsfrequentie met in het gas optredende thermische effecten, de gasdruk en de aanwezigheid van een edelgas (Argon of Helium).

Bij metingen met een hoge pulsenergie zijn een aantal ingangsvensters beschadigd aan de kant van het hoge druk methaan. Waarschijnlijk is dit veroorzaakt door het buiten de cel platen van de cilinder lenzen, waardoor deze te ver voor het ingangsvenster stonden en de stralingsintensiteit te hoog werd. Het kan echter ook veroorzaakt zijn door het neerslaan van roetdeeltjes op het venster [7]. Als de hoge intensiteit de oorzaak was, kunnen de beschadigingen worden voorkomen door de lenzen na het 1^e venster in de Ramancel te plaatsen. Als roetachtige deeltjes de oorzaak zijn moeten de vensters regelmatig worden schoongemaakt.

a) Optimale ΔF voor hoge pulsenergie

In tabel 9 en figuur 21 staat voor drie pulsenergieën (100, 150 en 200 mJ) het rendement als functie van ΔF , gemeten met de lenscombinatie 100/80 in 58 bar met 19% Helium. Bij 200 mJ was het hoogste rendement 54% bij een ΔF van 14 mm, en bij 100 mJ 36% bij een ΔF van 12 mm.

Fig. 21: Invloed ΔF bij F=100/80Fig. 22: Invloed ΔF bij F=100/100

Voor de 100/100 combinatie is het rendement als functie van ΔF gemeten in 61 bar met 18% helium bij een pulsenergie van 200 mJ (zie tabel 10 en figuur 22). Het hoogste rendement was 54% bij $\Delta F = 13$ mm. Nadat bij de laser een zwakke lens ($F = 2$ m) was geplaatst om de laser bundel iets te collimeren werd in 90 bar (28% helium) een hoger rendement gemeten: 62.4% bij $\Delta F = 18$ mm en een pulsenergie van 179 mJ (zie tabel 11 en figuur 23).

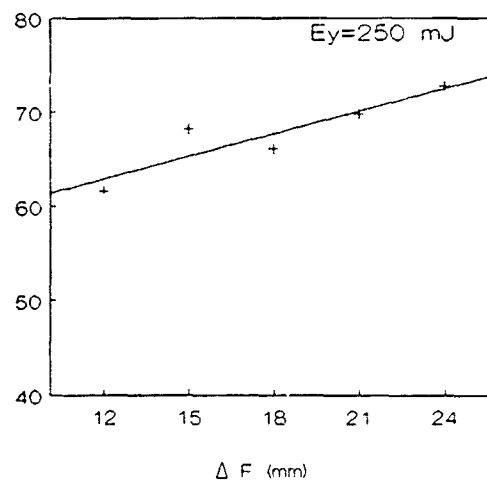
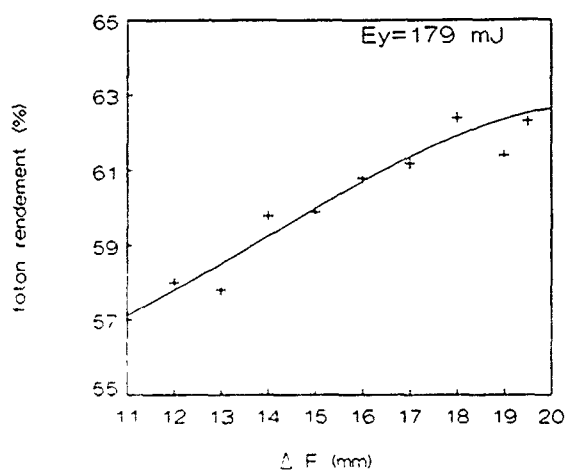


Fig. 23: Rendement met $F = 2m$ lens Fig. 24: Rendement bij 250 mJ

Het hoogste rendement bij 250 mJ werd gehaald in zuiver methaan (90 bar) met het grootste laserdiafragma (6.5 mm) bij een ΔF van 24 mm: 73% (zie fig. 24 en tabel 12). Tevens is ook in zuiver methaan te zien dat de ΔF gebruikt kan worden om voor verschillende pulsenergieën het hoogste rendement te halen (zie tabel 13 en figuur 25). Voor een ΔF van 18 mm ligt het hoogste rendement bij 150 mJ (68%) en voor een ΔF van 24 mm bij 200 mJ (74%).

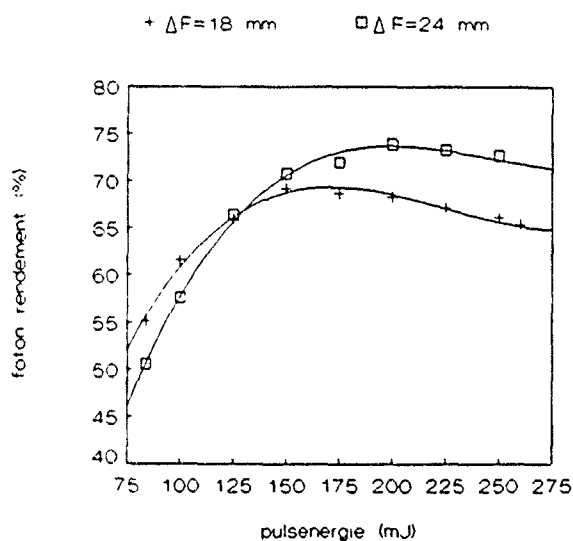


Fig. 25: Invloed ΔF op rendementsverloop

b) SBS bij cilinderlenzen

Omdat de rendementen bij cilinderlenzen hoger liggen dan bij de sferische lenzen is onderzocht of er een groot verschil is in de terugwaartse SBS met sferische en cilinderlenzen. In figuur 26 en tabel 14 staan de resultaten van SBS metingen ($\phi = 4$ mm) met de $F = 150$ mm lens en met de cilinderlens combinatie 100/100 ($\Delta F = 12$ mm) in 84 bar methaan.

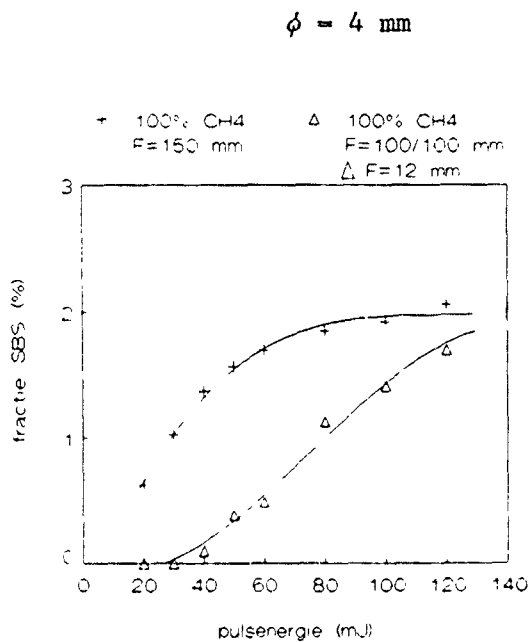


Fig. 26: SBS met 2 lenstypes

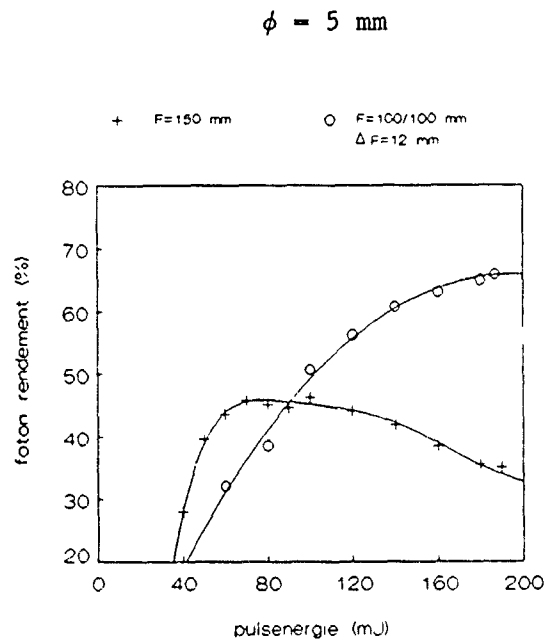


Fig. 27: SRS met 2 lens types

Omdat slechts een deel van de terugwaartse SBS gedetecteerd word en er verschil kan zijn in de fractie die gedetecteerd word met twee ongelijke lenzenstelsels zijn de meetresultaten mogelijk niet volledig vergelijkbaar. Te zien is dat de SBS met cilindrische lenzen bij lage pulsenergie lager is dan met de sferische lens, terwijl bij hogere pulsenergie er weinig verschil lijkt te zijn. In figuur 27 en tabel 15 is te zien dat het fotonrendement bij cilindrische lenzen bij een hoge pulsenergie (≈ 175 mJ; met het laser diafragma $\phi = 5$ mm) maximaal is, terwijl bij de sferische lens (zie tabel 3) het hoogste rendement bij 70 mJ werd gehaald. De toename van de SBS toont een duidelijke

overeenkomst met de toename van de SRS, gemeten met een iets afwijkend laserdiafragma. Het hogere rendement met cilinderlenzen lijkt niet te worden veroorzaakt doordat er minder SBS optreedt.

c) Invloed edelgas en gasdruk

Nagegaan is of een toegevoegd edelgas (argon of helium) invloed heeft op het rendement. In tabel 16 en figuur 28 staat het rendement als functie van de pulsenergie voor 84 bar methaan en met hieraan toegevoegd 6 bar argon of helium voor de lenscombinatie 100/100 met $\Delta F = 21$ mm bij het laserdiafragma van 6.5 mm.

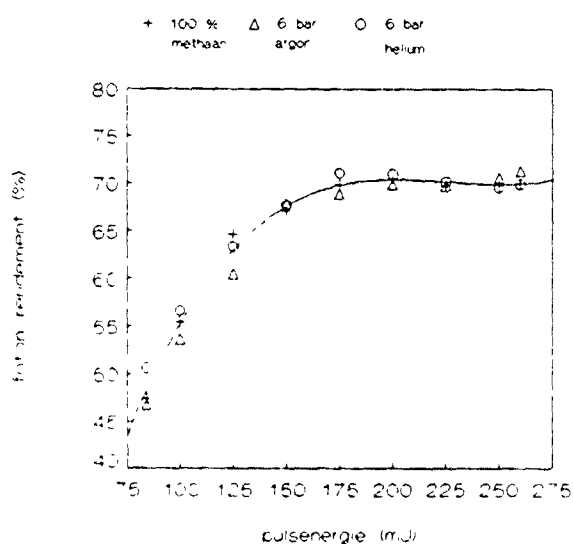


Fig. 28: Invloed argon en helium op rendement

In tabel 17 staan de meetresultaten voor drie pulsenergieën in 50 bar methaan, met daaraan toegevoegd helium (van 0 tot 32 bar, $\approx 39\%$ van de totale druk) bij $F = 100/100$ mm ($\Delta F = 12$ mm en $\phi = 5$ mm).

Toevoegen van argon of helium heeft bij deze experimenten noch een positief, noch een negatief resultaat opgeleverd.

In tabel 18 en figuur 29 is gekeken naar de invloed van de gasdruk bij zuiver methaan. De hoogste druk geeft hier het hoogste rendement,

waarbij bij lage pulsenergie de invloed van de druk groter is dan bij hoge pulsenergie.

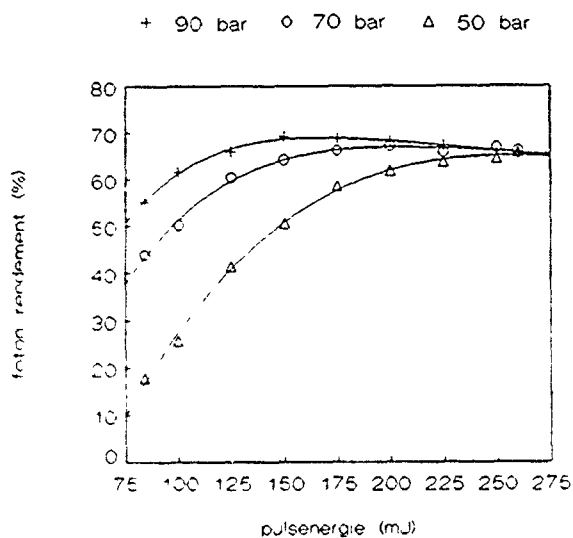
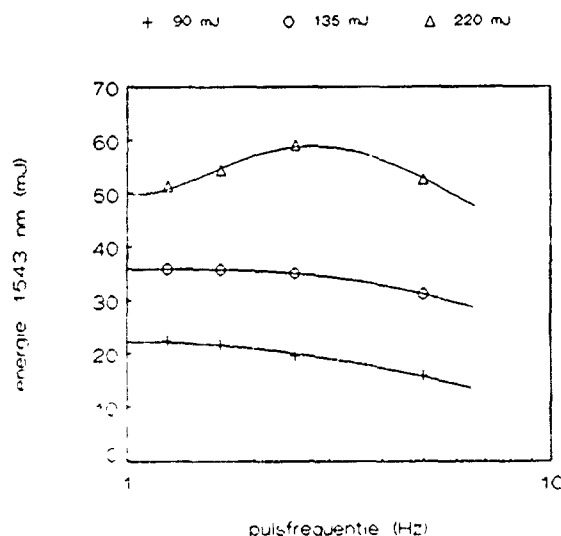
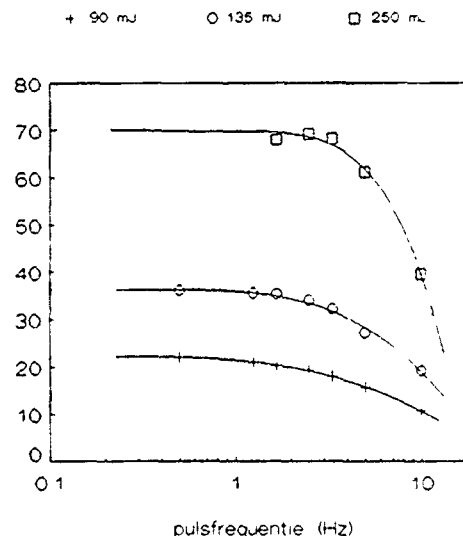


Fig. 29: Invloed gasdruk bij zuiver methaan

d) Invloed puls frequentie

In de tabellen 19 en 20 en in de figuren 30 en 31 is voor een aantal pulsenergieën het rendement bij verschillende puls frequenties gemeten, met de flitslampen zowel op 5 Hz als op 10 Hz.

Fig. 30: Invloed $f(\text{Hz})$ bij
5 Hz flitslampenFig. 31: Invloed $f(\text{Hz})$ bij
10 Hz flitslampen

Bij een flitslampfrequentie van 5 Hz is te zien dat bij een pulsenergie van 175 en 220 mJ het rendement bij een hogere frequentie toeneemt en boven de 2.5 Hz weer afneemt. Bij een flitslampfrequentie van 10 Hz lijkt deze rendementsstijging zeer gering of afwezig te zijn. Tevens valt op dat er verschil zit in de resultaten bij gelijke puls-frequentie, maar een andere flitslampfrequentie, vooral boven de 2.5 Hz. De rendementsstijging bij 5 Hz flitslampfrequentie zou veroorzaakt kunnen worden doordat het gas een hogere temperatuur heeft op het moment dat een volgende puls komt. In paragraaf 2.3 is echter berekend dat deze temperatuursverhoging na 0.4 s ($f = 2.5$ Hz) bij 220 mJ maar 6.5 K is. Dit lijkt te gering om deze grote rendementsstijging te kunnen verklaren.

Bij een flitslampfrequentie van 10 Hz is de energie van de laserpuls ongeveer 10% hoger dan bij 5 Hz. Verder bleek uit met snelle fotodiodes gemeten profielen van de pulsintensiteit als functie van de tijd dat er verschil is in de laserpulsen bij een flitslampfrequentie van 5 of 10 Hz (zie figuur 32).

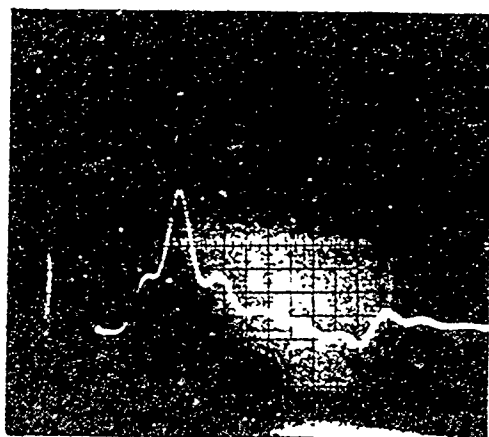


Fig. 32a: Pulsvorm bij flitslamp-frequentie van 5 Hz.

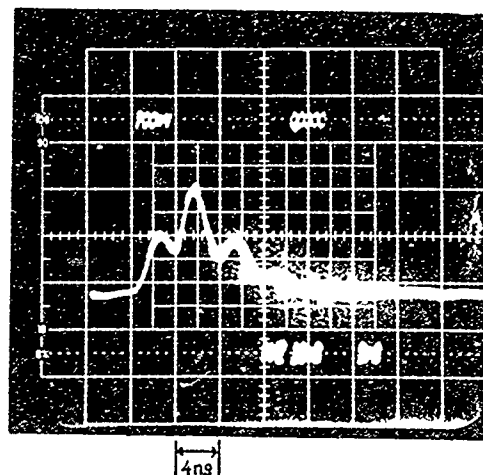


Fig. 32b: Pulsvorm bij flitslamp-frequentie van 10 Hz.

Bij nieuwe metingen, waarbij de pulsenergie van de laser door onbekende oorzaak tijdelijk was afgenomen (max. 225 mJ tegen eerder 260 mJ) en ook de pulsform iets veranderd leek te zijn, was er geen stijging meer van het rendement bij 2.5 Hz (zie tabel 21 en 22 en figuur 33) en tevens is er meer overeenkomst tussen de resultaten bij 5 Hz en 10 Hz flitslamp-frequentie; alleen bij hoge pulsenergie (vanaf 175 mJ) was het rendement bij 10 Hz flitslampfrequentie wat lager.

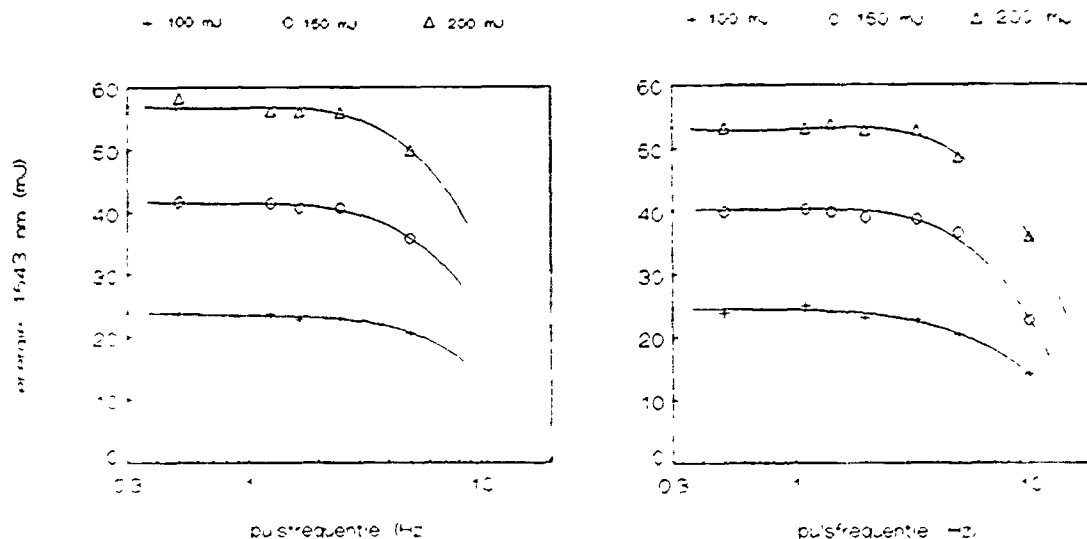


Fig. 33a: Invloed puls-frequentie bij 5 Hz flitslamp-frequentie

Fig. 33b: Invloed puls-frequentie bij 10 Hz flitslamp-frequentie

Deze metingen wijzen er op dat voor het rendementsverloop als functie van de frequentie de pulsvorm een grote invloed heeft bij hogere frequenties (vanaf ≈ 2 Hz).

Als thermische effecten in het focale gebied invloed hebben op het rendement zal het toevoegen van helium, dat een hogere warmtegeleidingscoëfficiënt heeft dan methaan, deze effecten mogelijk verminderen.

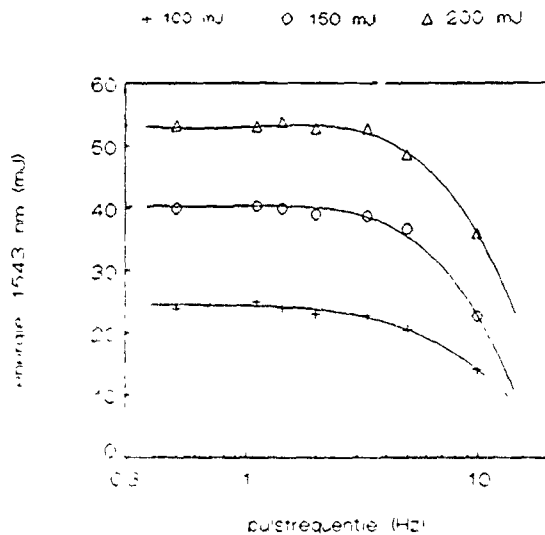


Fig. 34: Invloed helium op rendement

In figuur 34 en tabel 23 staan de resultaten van rendementsmetingen bij $E_y = 225 \text{ mJ}$ (tot 10 Hz) in 90 bar methaan en in 70 bar methaan met 20 bar helium. Zowel bij lage als bij hoge frequenties komen de resultaten van de twee meetseries goed overeen, zodat verbetering van de warmtegeleiding hier geen invloed heeft.

e) Brandpuntafstand van vergelijkbare sferische lens

Met de formules voor het dwarsoppervlak van het focale gebied uit hoofdstuk 2.2 kan berekend worden wat de brandpuntafstand van een sferische lens moet zijn om een ongeveer gelijke veldsterkteverdeling te bereiken als bij een goed bruikbare cilinderlens combinatie.

Bij hoge pulsenergie zijn goede resultaten mogelijk met de cilinderlens combinatie $F = 100/100 \text{ mm}$, zodanig geplaatst dat $\Delta F = 20 \text{ mm}$ ($F_1 = 100 \text{ mm}$ en $F_2 = 120 \text{ mm}$). Voor een laserbundel met een diameter van 6 mm en een divergentie van 1.5 mrad. geeft dit voor het dwarsoppervlak van het eerste focus $1.94 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ (formule 2.2.2) en voor het tweede focus $1.34 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ (formule 2.2.3). Als het dwarsoppervlak van het focale gebied van een sferische lens gelijk moet zijn aan het gemiddelde van de

dwarsoppervlakken van de cilinderlens combinatie ($1.64 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$) vinden we voor de brandpuntafstand 337 mm (formule 2.2.1). Bij deze brandpuntafstand is de looptijd van de $1.543 \text{ } \mu\text{m}$ straling, heen en terug via dichroïde spiegel naar het focale gebied, meer dan 2 ns. Deze tijd is ten opzichte van de pulsduur (7 à 8 ns) niet te verwaarlozen. Tevens zal voor deze brandpuntafstand een ongeveer 3x grotere Ramancel nodig zijn dan bij het gebruik van cilinderlenzen.

4 CONCLUSIES

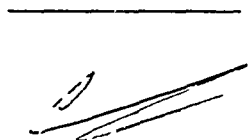
- 1) Met sferische lenzen zijn bij lage pulsenergie en lage frequentie, met laserdiafragma's van 1.5 tot 5 mm, foton rendementen gehaald van 47 tot 61%. Het hoogst bereikte rendement met een sferische lens was 61% bij een pulsenergie van 22 mJ. Dit is gehaald bij een brandpuntafstand van 150 mm en een laserdiafragma van 2 mm.
- 2) De laserbundel veranderde bij sferische lenzen bij een pulsenergie van 18 mJ vanaf 4 Hz en bij een pulsenergie van 50 mJ vanaf 2 Hz van richting door thermische lenswerking van het gas in het focus.
- 3) Door het gebruik van cilinderlenzen in plaats van een sferische lens kan met een ongeveer 3x kortere brandpuntafstand gewerkt worden, waardoor een hoger rendement gehaald wordt en er een compactere Ramancel gebruikt kan worden.
- 4) Door verandering van de afstand tussen twee cilinder lenzen kan voor elke pulsenergie de intensiteitsverdeling in het focale gebied aangepast worden om het hoogste rendement te halen.
- 5) Het hoogst gehaalde foton rendement was 74% bij een pulsenergie van 200 mJ. Dit werd bereikt in 90 bar methaan met een combinatie van twee identieke cilinderlenzen met een brandpuntafstand van 100 mm, zodanig geplaatst dat $\Delta F = 24$ mm. Deze lenzen waren niet anti-reflectie gecoat, waardoor ze verliezen introduceerden. Nog hogere rendementen zijn wellicht haalbaar.

- 6) Met cilinderlens combinaties zijn hoge rendementen tot 5 Hz mogelijk zonder zichtbare verandering van de bundelrichting. Bij 10 Hz neemt het rendement af tot ongeveer 50 à 70% van het rendement bij 1 Hz zonder waarneembare verandering van de bundelrichting. Toevoeging van 20 bar helium aan 70 bar methaan om thermische effecten in het focale gebied bij hoge frequenties te verminderen gaf geen verandering van het rendement.
- 7) In tegenstelling tot eerdere resultaten [1] geeft het toevoegen van 6% argon geen hoger rendement. Tevens werd geen invloed gevonden van helium (tot 39% van de totaal druk, bij gelijkblijvende partiële methaandruk) op het rendement. Ook de eerder gemeten afname van het rendement in zuiver methaan boven respectievelijk 55 bar [1] en 40 bar [4] is hier niet gemeten.

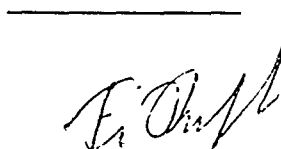
5 AANBEVELINGEN

- 1) Thermische effecten in het focus beïnvloeden bij hogere frequenties mogelijk het Raman verstrooiings proces. Onderzoek, waarbij het methaan gecontroleerd word verwarmd, is daarom gewenst.
- 2) Door het anti-reflectie coaten van de cilinder lenzen kan naast de winst door minder reflectie verliezen, mogelijk een hoger rendement dan nu (74%) gehaald worden.
- 3) Om beschadigingen aan de optische elementen bij metingen bij hoge pulsenergie te voorkomen is het nodig om na te gaan of deze veroorzaakt worden door te hoge stralingsintensiteit of door het ontstaan van roetachtige deeltjes [7].
- 4) Met het oog op praktische toepassing van de $1.543 \mu\text{m}$ straling is het nodig om de eigenschappen van de $1.543 \mu\text{m}$ bundel (oa. diameter, divergentie en mode-patroon) te bekijken bij lage en hoge frequenties.
- 5) Voor het nauwkeurig 90° ten opzichte van elkaar plaatsen van twee cilinderlenzen kunnen beter vierkante lenzen in vierkante lenshouders gebruikt worden dan de hier gebruikte ronde lenzen in ronde houders.
- 6) Indien de toepassing het toelaat heeft een verticale bundelrichting door de Ramancel de voorkeur omdat de thermische effecten in het gas dan symmetrisch rondom het focale gebied plaatsvinden. Mogelijk kan hiermee het rendement bij hogere frequenties verhoogd worden.
- 7) Onderzoek naar mogelijke gunstige effecten van kunstmatig aangebrachte gasstromen in het focale gebied is wenselijk.

- 8) Bij positionering van de dichroïde spiegel is een kleine daling van de opbrengst bij perfecte coaxiale uitlijning gevonden. Onderzoek is gewenst om na te gaan of dit komt door toename van 2^e orde Stokes straling van 2.8 μm .



Drs. C.W. Lamberts
(groepsleider)



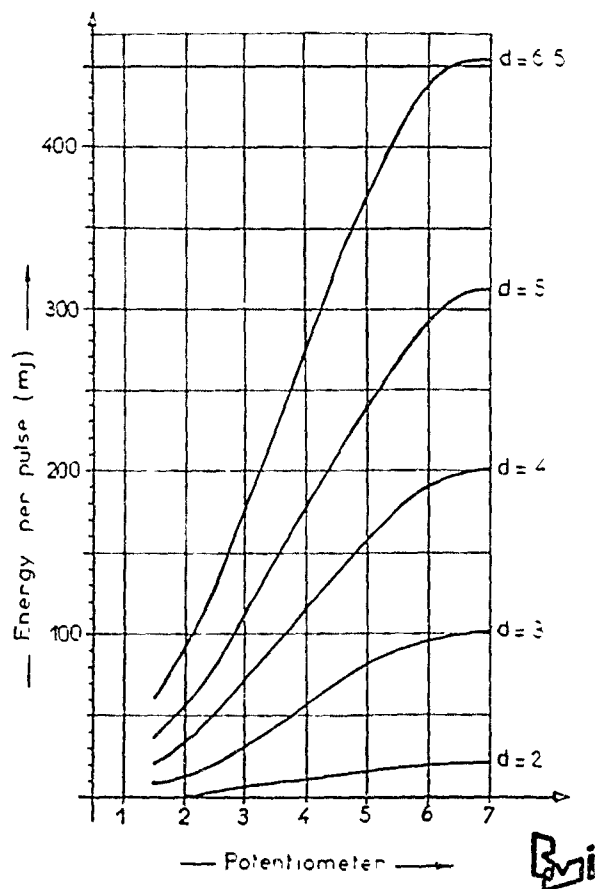
Ing. F.J.M. van Putten
(auteur)

6 LITERATUUR

- [1] M. Deutekom, J. van Schie en R.J. Lerou, 'Experimenten met gestimuleerde Raman verstrooiing van een Nd/YAG laserbundel t.b.v. de ontwikkeling van een kogveilige laserafstandsmeter'. Fysisch en Electronisch Laboratorium, TNO rapport no.: FEL 1986-65,1986.
- [2] A. Anderson, 'The Raman Effect (vol 1)', Marcel Dekker, Inc., New York, 1971.
- [3] T.A. Wiggins, R.V. Wick and D.H. Rank, 'Stimulated effects in N_2 and CH_4 gases, Appl. Opt.5, 1069 (1966).
- [4] C.G. Parazzoli, W.W. Buchman and R.D. Stultz, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 24, no 6 (1988).
- [5] Lewis and Randall, 'Thermodynamics', 2nd ed., McGraw-Hill Book Company Inc., New York 1961, p. 61.
- [6] H.S. Carslaw and J.C. Jaeger, 'Conduction of Heat in Solids', 2nd ed., Clarendon Press 1984, p. 260.
- [7] E.M. Patterson, D.W. Roberts and G.G. Gimmstal, 'Initial measurements using a 1.54- μm eyesafe Raman shifted Lidar', Applied Optics 28, 4978-4981 (1989).
- [8] C. Gunterman, V. Schultz-von der Gathen and H.V. Döbele, 'Raman shifting of Nd:YAG laser radiation in methane: an efficient method to generate 3- μm radiation for medical uses', Applied Optics 28, 135-138 (1989).
- [9] S. Dushman, 'Scientific Foundations of Vacuum Technique', John Wiley and sons, Inc., New York 1949, p. 28-48.

SPECIFICATIES ND:YAG LASER BMI D.N.S.501

Golflengte : 1064 nm
Lijnbreedte : 0.7 cm^{-1}
Pulsduur : instelbaar van 7 tot 15 ns met Q-switch (Pockels cel)
 of door verlenging lasercavity
Pulsjitter : 1 ns bij 14 ns pulsduur
Pulsfrequentie: maximaal 10 Hz
Pulsenergie : 30 mJ, nagenoeg TEM₀₀ bij een laser diafragma ϕ van 2 mm
 300 mJ multimode bij een laser diafragma ϕ van 5 mm
 >450 mJ multimode bij een laser diafragma ϕ van 6.5 mm
Divergentie : 0.5 mrad. bij $\phi = 2 \text{ mm}$, 1.5 mrad. bij $\phi = 5 \text{ mm}$



Bijlage 1 Pulsenergie voor 5 diafragma's in laser cavity

TABELLEN MET MEETRESULTATEN

Laserdia- fragma ϕ (mm)	Brandpunts- afstand F (mm)	Puls- energie E_y (mJ)	Energie 1.54 μm puls met spreiding		Foton rendement en relatieve spreiding	
			\bar{E}_r (mJ)	\bar{s}_d (mJ)	η (%)	\bar{s}_d/\bar{E}_r
1.5	105	12	0.91	0.40	13.1	0.44
		17	2.80	0.78	28.4	0.28
	125	12	2.57	0.64	36.8	0.25
		17	4.29	0.67	43.4	0.16
	150	12	2.85	0.45	40.9	0.16
		17	4.98	0.48	50.3	0.096
2.0	105	17	2.38	0.40	24.1	0.17
		23	4.47	0.67	33.4	0.15
		28	5.85	0.64	36.0	0.11
	125	17	4.73	0.69	47.9	0.15
		23	6.30	0.80	47.1	0.13
		28	7.98	0.55	49.0	0.069
	150	17	4.76	0.47	48.2	0.099
		23	7.32	0.73	54.7	0.10
		28	9.29	1.02	57.1	0.11
3.0	105	17	1.34	0.50	13.5	0.37
		28	3.34	0.59	20.5	0.18
		40	7.54	0.86	32.4	0.11
		50	11.0	1.10	38.0	0.10
		60	15.1	1.25	43.2	0.083
	125	17	1.75	0.38	17.7	0.22
		28	5.50	0.68	33.8	0.12
		40	9.51	0.84	40.9	0.088
		50	13.5	1.00	46.3	0.074
		60	17.6	0.85	50.3	0.048
	150	17	2.13	0.49	21.5	0.23
		28	5.14	0.54	31.6	0.105
		40	9.73	0.69	41.8	0.071
		50	13.9	0.85	47.8	0.061
		60	18.7	1.81	53.5	0.097

Tabel 1 Rendement sferische lenzen bij verschillende pulsenergie in 90 bar (6% argon); gemiddelde van 15 metingen.

diafragma ϕ (mm)	pulsenergie E_y (mJ)	energie Raman puls E_r (mJ)	rendement η (%)
1.5	10.0	1.82	31.3
	12.0	2.81	40.3
	13.5	3.38	43.0
	15.0	4.17	47.9
	16.9	4.72	48.1
2.0	12.0	1.94	28.8
	15.0	3.74	42.9
	17.0	4.40	44.5
	19.0	5.46	49.4
	21.0	6.42	52.6
	23.0	7.65	57.2
	26.0	8.58	56.8
	27.6	8.94	55.7
2.5	17	3.85	39.0
	23	6.83	51.1
	27	8.17	52.1
	30	9.28	53.2
	35	11.1	54.6
	40	12.7	54.6
	44	14.3	56.1
3.0	17	1.55	15.6
	23	3.48	26.0
	28	5.64	34.7
	35	8.21	40.4
	40	10.4	44.7
	50	14.4	49.6
	60	18.3	52.6
	69	21.6	53.9
4.0	23	1.53	11.5
	28	2.93	18.0
	35	5.05	24.8
	40	6.55	28.1
	50	10.3	35.4
	60	15.0	43.0
	70	19.3	47.5
	80	21.6	46.4
5.0	28	2.04	12.5
	35	5.00	24.6
	40	7.14	30.7
	50	12.0	41.1
	60	15.7	44.9
	70	19.2	47.3
	80	22.0	47.2

Tabel 2 Rendement bij $F = 150$ mm ($P = 90$ bar; 6% argon) voor 6 laserdiafragma's (gemiddelde van 50 metingen)

pulsenergie E _y (mJ)	energie Raman puls E _r (mJ)	rendement η (%)
40	6.51	28.0
50	11.5	39.6
60	15.2	43.6
70	18.6	45.8
80	21.0	45.2
90	23.3	44.6
100	26.9	46.3
120	30.8	44.1
140	34.1	41.9
160	35.8	38.5
180	37.2	35.6
190	39.2	35.1

Tabel 3 Rendement bij F = 150 mm voor hoge pulsenergie
(P = 90 bar; 6% argon; ϕ = 5 mm)

Pulsenergie E _y (mJ)	Raman celtransmissie		Brillouin Scattering			
	zonder spiegel (%)	met spiegel (%)	zonder spiegel		met spiegel	
			E _b (mJ)	η (%)	E _b (mJ)	η (%)
5.0	82.5	83.0	*	*	*	"
7.5	86.3	81.8	*	*	*	*
10	80.9	79.4	0.043	0.43	*	*
15	74.6	70.9	0.142	0.94	*	*
23	*	54.2	0.288	1.25	0.27	1.16
25	65.3	*	*	*	*	*
28	*	45.7	0.385	1.37	0.32	1.13
30	61.1	*	*	*	*	"
34	*	38.8	0.521	1.53	0.34	1.00
40	54.8	33.2	0.655	1.64	0.375	0.94
50	53.6	25.8	0.871	1.74	0.39	0.78
60	52.2	20.5	1.09	1.82	0.38	0.63
70	52.3	17.9	1.23	1.75	0.45	0.64
80	50.7	15.6	1.41	1.76	0.53	0.66
90	49.6	13.6	1.58	1.75	0.58	0.65
100	50.9	12.5	1.81	1.81	0.645	0.65
120	50.0	10.3	2.10	1.75	0.72	0.60
140	49.2	9.20	2.45	1.75	0.76	0.55
160	49.1	9.00	2.79	1.74	0.84	0.53

[* : niet gemeten]

Tabel 4 Cel transmissie en via optische isolator gemeten Brillouin scattering; met en zonder dichroïde spiegel.
(ϕ = 4 mm; P = 90 bar met 6% argon; F = 150 mm)

pulsenergie E _y (mJ)	F=150 mm		F=100/100 mm; ΔF=12 mm	
	0% argon SBS (%)	6% argon SBS (%)	0% argon SBS (%)	6% argon SBS (%)
20	0.63	0.87	0.00	0.00
30	1.03	1.21	0.00	0.00
40	1.37	1.54	0.10	0.17
50	1.57	1.65	0.39	0.41
60	1.70	1.87	0.49	0.59
80	1.85	2.01	1.13	1.13
100	1.92	2.13	1.41	1.57
120	2.06	2.15	1.70	1.76

Tabel 5 Fractie SBS in zuiver methaan en met 6% argon;
F = 150 mm en F = 100/100 mm met ΔF = 12 mm, ϕ = 4 mm

pulsenergie E _y (mJ)	gasdruk P (bar)	energie 1.54 μm puls E _r (mJ)	rendement η (%)
40	70	5.3	24.7
	80	6.9	32.5
	90	8.2	38.5
	100	7.7	35.8
50	70	8.6	32.1
	80	11.1	43.6
	90	12.6	47.2
	100	11.8	44.2
55	70	10.7	36.6
	80	13.9	43.2
	90	14.3	48.7
	100	14.3	48.6

Tabel 6 Invloed gasdruk (6% argon) bij F = 150 mm, ϕ = 4 mm

Pulsenergie E _y (mJ)	gasdruk P (bar)	energie 1.54μm puls (mJ)	fotonren- dement η(%)
10	50	0.24	4.9
	60	0.52	10.6
	70	0.67	13.7
	80	1.17	24.1
	90	1.37	28.2
13	50	1.31	20.6
	60	1.66	26.2
	70	1.90	29.9
	80	2.48	39.1
	90	2.69	42.4
16	50	2.80	35.9
	60	3.24	41.5
	70	4.08	52.2
	80	4.08	52.2
	90	4.04	51.8
19	50	4.19	45.2
	60	4.58	49.4
	70	5.32	57.4
	80	5.32	57.4
	90	5.55	59.9
22	50	5.60	52.2
	60	5.58	52.0
	70	6.00	55.9
	80	6.40	59.7
	90	6.56	61.0

Tabel 7 Invloed gasdruk op rendement in zuiver CH₄
 (φ = 2mm; F = 150 mm)

pulsfrequentie f (Hz)	pulsenergie E_y (mJ)	energie $1.54\mu\text{m}$ puls (mJ)	fotonrendement η (%)
0.50	17.7	5.22	50.7
1.00	17.7	5.09	49.4
2.00	18.4	5.38	50.3
2.50	18.0	5.04	48.1
$3 \frac{1}{3}$	18.0	4.82	45.8
5.00	18.0	3.99	38.2
10.0	18.0	3.21	30.7

Tabel 8 Invloed frequentie bij $E_y = 18$ mJ;
 $P = 63$ bar (6% argon); $\phi = 2$ mm

pulsenergie E_y (mJ)	1.54 μm opbrengst [E_r (mJ) en η (%)]	gemeten bij $\Delta F=8$ t/m 15.5 mm				
		8	10	12	14	15.5
100	E_r (mJ)	14.5	16.6	18.6	17.6	13.2
	η (%)	27.7	31.8	35.6	33.7	25.2
150	E_r (mJ)	25.4	30.1	37.6	36.5	34.0
	η (%)	32.3	38.4	47.9	46.5	43.2
200	E_r (mJ)	41.1	41.1	51.9	56.5	55.0
	η (%)	39.2	39.2	49.5	54.0	52.6

Tabel 9 Optimale ΔF voor lenscombinatie 100/80;
 $P = 58$ bar (19% helium); $\phi = 5$ mm

ΔF (mm)	energie 1.54 μm puls E_r (mJ)	rendement η (%)
12	55.4	52.9
13	57.0	54.4
14	55.6	53.1
15	53.7	51.3
16	53.9	51.4
17	50.9	48.6
18	49.9	47.7
19	48.6	46.4

Tabel 10 Rendementsverloop als functie van ΔF bij:
 $F = 100/100$, $E_y = 200$ mJ, $P = 61$ bar (18% helium) en $\phi = 5$ mm

ΔF (mm)	energie Raman puls E_r (mJ)	rendement η (%)
12	54.5	58.0
13	54.2	57.8
14	56.0	59.8
15	56.1	59.9
17	57.4	61.2
18	58.5	62.4
19	57.5	61.4
19.5	58.4	62.3

Tabel 11 Rendementsverloop als functie van ΔF na aanbrengen $F = 2$ m
lens in 90 bar (28% helium, $F = 100/100$, $\phi = 5$ mm, $E_y = 179$ mJ)

ΔF (mm)	energie Raman puls E_r (mJ)	rendement η (%)
12	65.2	61.6
15	72.2	68.2
18	70.0	66.1
21	73.9	69.8
24	77.0	72.7

Tabel 12 Optimale ΔF voor 250 mJ bij $F = 100/100$
($\phi = 6.5$ mm; $P = 90$ bar CH_4)

pulsenergie E_y (mJ)	$\Delta F=18$ mm		$\Delta F=24$ mm	
	E_r (mJ)	η (%)	E_r (mJ)	η (%)
84	19.6	55.2	18.0	50.6
100	26.1	61.6	24.4	57.6
125	35.0	66.0	35.2	66.4
150	44.0	69.2	45.0	70.8
175	50.9	68.7	53.4	72.0
200	57.9	68.3	62.6	73.9
225	64.0	67.2	69.9	73.3
250	70.0	66.1	77.0	72.7
260	71.2	65.4	*	*

Tabel 13 Verschil in rendementsverloop bij $F = 100/100$ en $\Delta F = 18$ mm
en $\Delta F = 24$ mm ($P=90$ bar; zuiver CH_4)

pulsenergie E_y (mJ)	SBS sferisch		SBS cilindrisch	
	\bar{E}_b (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_b (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)
20	0.109	0.63	0.0	0.0
30	0.268	1.03	0.0	0.0
40	0.475	1.37	0.025	0.098
50	0.682	1.57	0.124	0.39
60	0.882	1.70	0.188	0.49
80	1.29	1.85	0.58	1.13
100	1.67	1.92	0.90	1.41
120	2.14	2.06	1.3	1.70

Tabel 14 Brillouin verstrooiing met sferische lens ($F = 150$ mm) en met cilindrische lens ($F = 100/100$ mm; $\Delta F = 12$ mm)

pulsenergie E_y (mJ)	energie $1.54 \mu\text{m}$ E_r (mJ)	foton rendement η (%)
60	8.62	32.1
80	13.7	38.6
100	22.6	50.7
120	30.0	56.3
140	37.8	60.8
160	44.9	63.1
180	52.0	65.0
187	54.7	65.9

Tabel 15 Fotonrendement voor $\phi = 5$ mm en $P = 80$ bar (100% methaan) en $F = 100/100$; $\Delta F = 12$ mm

pulsenergie E_y (mJ)	100% CH ₄		CH ₄ + 6 bar argon		CH ₄ + 6 bar helium	
	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)
84	16.9	47.4	16.7	46.8	18.0	50.6
100	23.6	55.4	22.7	53.6	24.0	56.6
125	34.4	64.7	32.1	60.5	33.6	63.4
150	42.7	67.1	43.2	67.9	43.0	67.7
175	51.8	69.9	51.1	68.9	52.7	71.1
200	59.7	70.5	59.2	69.9	60.2	71.0
225	66.5	69.8	66.5	69.8	66.9	70.2
250	73.9	69.8	74.8	70.6	73.7	69.6
260	75.7	70.0	77.3	71.3	76.4	69.9

Tabel 16 Invloed 6 bar argon of helium in 84 bar methaan
($\phi = 6.5$ mm; $F = 100/100$; $\Delta F = 21$ mm) op rendement

pulsenergie E_y (mJ)	He:0 bar rendement (%)	He:5 bar (9%) rendement (%)	He:11 bar (18%) rendement (%)	He:32 bar (39%) rendement (%)
100	42	45	42	37
140	54	56	56	54
180	61	64	64	63

Tabel 17 Invloed helium op rendementsverloop in 50 bar CH₄
($F = 100/100$; $\Delta F = 12$ mm; $\phi = 5$ mm)

pulsenergie E_y (mJ)	90 bar		70 bar		50 bar	
	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)
84	19.6	55.2	15.6	43.9	6.34	17.8
100	26.1	61.6	21.3	50.2	10.9	25.7
125	35.0	66.0	32.0	60.4	21.9	41.4
150	44.0	69.2	40.8	64.2	32.3	50.6
175	50.9	68.7	49.1	66.2	43.4	58.6
200	57.9	68.3	56.9	67.2	52.4	61.8
225	64.0	67.2	62.7	65.8	60.8	63.7
250	70.0	66.1	70.8	66.8	68.3	64.5
260	71.2	65.4	71.9	66.2	71.4	65.8

Tabel 18 Invloed gasdruk bij zuiver methaan op rendement
($F = 100/100$; $\Delta F = 18$ mm; $\phi = 6.5$ mm)

frequentie f (Hz)	$E_y = 90$ mJ		$E_y = 110$ mJ		$E_y = 135$ mJ		$E_y = 175$ mJ		$E_y = 220$ mJ	
	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)
1.25	22.4	58.9	29.2	62.6	35.9	62.7	43.6	59.0	51.4	55.1
1 2/3	21.7	56.9	28.2	60.5	35.8	62.7	45.7	61.7	54.5	58.1
2.5	19.6	51.4	27.8	59.6	35.1	61.3	46.0	62.0	59.2	63.5
5.0	15.9	41.7	24.2	47.8	31.2	54.5	43.0	58.0	52.7	56.5

Tabel 19 Invloed puls frequentie op rendement met flitslampen op 5 Hz
($F = 100/100$; $\Delta F = 12$ mm; $\phi = 6.5$ mm; $P = 90$ bar methaan)

frequentie f (Hz)	$E_y = 90$ mJ		$E_y = 110$ mJ		$E_y = 135$ mJ		$E_y = 175$ mJ		$E_y = 250$ mJ	
	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)	\bar{E}_r (mJ)	$\bar{\eta}$ (%)
0.5	22.0	58.0	27.2	58.4	36.1	63.2	46.7	63.0	"	"
1.25	20.9	54.9	27.4	58.7	35.5	62.0	47.4	63.9	"	"
1 2/3	20.3	53.4	26.6	57.2	35.3	61.7	46.9	63.3	68.0	64.2
2.5	19.3	50.6	25.3	54.2	34.0	59.4	46.7	62.9	69.2	65.0
3 1/3	18.0	47.1	23.4	50.2	32.2	56.3	43.7	59.0	68.2	64.4
5.0	15.7	41.1	21.1	45.3	27.2	47.5	38.2	51.5	61.1	57.7
10.0	10.6	27.8	13.5	31.9	19.2	33.6	24.5	34.4	39.5	37.3

[* :niet gemeten]

Tabel 20 Invloed puls frequentie op rendement met flitslampen op 10 Hz
($F = 100/100$; $\Delta F = 12$ mm; $\phi = 6.5$ mm; $P = 90$ bar methaan)

pulsenergie E_y (mJ)	f=0.5 Hz		f=1.25 Hz		f=1.67 Hz		f=2.5 Hz		f=5 Hz	
	E_r (mJ)	η (%)	E_r (mJ)	η (%)	E_r (mJ)	η (%)	E_r (mJ)	η (%)	E_r (mJ)	η (%)
75	13.1	40.2	13.0	39.9	13.0	39.9	13.5	41.4	12.1	37.1
100	23.6	54.2	23.6	54.2	22.8	52.4	23.0	52.9	20.6	47.4
125	33.3	61.3	32.5	59.8	31.3	57.6	31.0	57.0	27.7	51.0
150	41.7	63.9	41.5	63.6	40.7	62.4	40.7	62.4	35.8	54.9
175	50.0	65.7	49.1	64.5	47.5	62.4	48.5	63.7	42.1	55.3
200	58.2	66.9	56.1	64.5	56.0	64.4	55.9	64.3	49.9	57.3
225	64.3	65.7	63.0	64.4	61.7	63.1	60.2	61.5	55.5	56.3

Tabel 21 Invloed puls frequentie bij 5 Hz flitslamp frequentie
($F = 100/80$, $\Delta F = 8$ mm; $P = 91$ bar CH_4 ; $\phi = 6.5$ mm)

pulsenergie E_y (mJ)	energie Raman verstrooide puls E_r (mJ) bij frequentie f:						
	0.5 Hz	1.11 Hz	1.43 Hz	2.0 Hz	3.33 Hz	5 Hz	10 Hz
100	23.9	24.9	24.0	23.1	22.8	20.5	14.1
125	31.7	31.5	32.0	31.8	31.0	29.1	20.1
150	40.0	40.4	40.0	39.1	38.8	36.7	22.7
175	47.8	47.6	47.7	47.6	46.6	43.7	30.0
200	53.2	53.1	53.8	52.8	52.8	48.6	36.0
225	56.8	56.1	56.6	55.8	57.2	54.5	38.4

Tabel 22 Invloed puls frequentie bij 10 Hz pulslamp frequentie
($F = 100/80$, $\Delta F = 8$ mm; $P = 91$ bar CH_4 ; $\phi = 6.5$ mm)

frequentie f (Hz)	100% CH_4 E_r (mJ)	22% helium E_r (mJ)
0.5	56.8	56.9
1.0	56.1	56.2
1.43	56.6	56.3
2.0	55.8	56.4
3.33	57.2	55.2
5.0	54.5	53.0
10.0	38.4	39.4

Tabel 23 Invloed frequentie op rendement bij $E_y = 225$ mJ na toevoegen
22% helium ($P = 90$ bar; $F = 100/80$, $\Delta F = 8$ mm)

UNCLASSIFIED
REPORT DOCUMENTATION PAGE

(MOD-NL)

1. DEFENSE REPORT NUMBER (MOD-NL) TD90-2788	2. RECIPIENT'S ACCESSION NUMBER	3. PERFORMING ORGANIZATION REPORT NUMBER FEL-90-B098
4. PROJECT/TASK/WORK UNIT NO. 20276	5. CONTRACT NUMBER	6. REPORT DATE AUGUST 1990
7. NUMBER OF PAGES 61 (INCL. RDP, 2 APPENDICES & TITLEPAGE, EXCL. DISTRIBUTIONLIST)	8. NUMBER OF REFERENCES 9	9. TYPE OF REPORT AND DATES COVERED FINAL REPORT
10. TITLE AND SUBTITLE OPWEKKING VAN HOOGVERMOGEN 1.54 μ M STRALING M.B.V. GESTIMULEERDE RAMAN-VERSTROOIING IN METHAAN (GENERATION OF HIGH POWER 1.54 μ M RADIATION BY STIMULATED RAMAN SCATTERING IN METHANE).		
11. AUTHOR(S) ING. F.J.M. VAN PUTTEN		
12. PERFORMING ORGANIZATION NAME(S) AND ADDRESS(ES) TNO PHYSICS AND ELECTRONICS LABORATORY POBOX 96864, 2509 JG THE HAGUE, THE NETHERLANDS		
13. SPONSORING/MONITORING AGENCY NAME(S)		
14. SUPPLEMENTARY NOTES		
15. ABSTRACT (MAXIMUM 200 WORDS, 1044 POSITIONS) WE REPORT ABOUT EXPERIMENTS WITH A ND:YAG LASER OPERATING AT 1.064 μ M, WHICH ARE CARRIED OUT TO OBTAIN AN EFFICIENT SOURCE OF EYE-SAFE 1.54 μ M RADIATION. THIS CONVERSION IS OBTAINED BY STIMULATED RAMAN SCATTERING IN METHANE BY APPLYING FOCUSING AND A DICHROIC MIRROR FOR FEEDBACK. THE VARIOUS PARAMETERS ARE LASER POWER, PULSE REPETITION RATE, GAS PRESSURE, GAS CONSTITUTION, BEAM WIDTH AND THE OPTICAL STRENGTH OF THE LENSES. WITH A SPHERICAL LENS WE OBTAINED 61% CONVERSION EFFICIENCY WITH AN INPUT OF 22 MJ. FOR A COMBINATION OF TWO CYLINDRICAL LENSES OF 100 MM FOCAL LENGTH AND 200 MJ INPUT A VALUE OF 74% IS FOUND. AT PULSE REPETITION FREQUENCIES HIGHER THAN 5 HZ A DEGRADATION OF THE OUTPUT TAKES PLACE. BECAUSE THIS IS PROBABLY DUE TO THERMAL EFFECTS WE HAVE CARRIED OUT EXPERIMENTS WITH HELIUM ADDED TO THE METHANE TO INCREASE THE THERMAL CONDUCTIVITY OF THE GAS. ADDING OF HELIUM UP TO 39% PARTIAL PRESSURE DOES NOT DEGRADE THE CONVERSION, BUT ALSO NO IMPROVEMENTS AT HIGHER REP-RATES WERE FOUND.		
16. DESCRIPTORS LASERS NON-LINEAR EFFECTS LASER MILITARY APPLICATIONS RANGING		IDENTIFIERS STIMULATED RAMAN SCATTERING CONVERSION EYE-SAFE LASER
17a. SECURITY CLASSIFICATION (OF REPORT) UNCLASSIFIED	17b. SECURITY CLASSIFICATION (OF PAGE) UNCLASSIFIED	17c. SECURITY CLASSIFICATION (OF ABSTRACT) UNCLASSIFIED
18. DISTRIBUTION/AVAILABILITY STATEMENT UNLIMITED AVAILABILITY		17d. SECURITY CLASSIFICATION (OF TITLES) UNCLASSIFIED

UNCLASSIFIED